

Untersuchung optischer Nanostrukturen für die Photovoltaik mit Nahfeldmikroskopie

Thomas Beckers

Forschungszentrum Jülich GmbH
Institut für Energie- und Klimaforschung (IEK)
Photovoltaik (IEK-5)

Untersuchung optischer Nanostrukturen für die Photovoltaik mit Nahfeldmikroskopie

Thomas Beckers

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energie & Umwelt / Energy & Environment

Band / Volume 102

ISSN 1866-1793

ISBN 978-3-89336-696-5

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek.
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte Bibliografische Daten
sind im Internet über <<http://dnb.d-nb.de>> abrufbar.

Herausgeber und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek, Verlag
D-52425 Jülich
Telefon (02461) 61-5368 · Telefax (02461) 61-6103
E-Mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2011

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energie & Umwelt / Energy & Environment Band / Volume 102

D 82 (Diss., RWTH Aachen, University, 2010)

ISSN 1866-1793

ISBN 978-3-89336-696-5

Vollständig frei verfügbar im Internet auf dem Jülicher Open Access Server (JUWEL)
unter <http://www.fz-juelich.de/zb/juwel>

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder
in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder
unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Veröffentlichungen in Zusammenhang mit dieser Dissertation

Investigation of trapped light in thin-film silicon solar cells. T. Beckers, K. Bittkau und R. Carius, Journal of Nonlinear Optics and Physics & Materials (**akzeptiert**).

Fourier analysis for the study of light scattering properties of randomly textured ZnO films. K. Bittkau, M. Schulte, T. Beckers und R. Carius, Proceedings of SPIE, **7725**, 77250N (2010); doi:10.1117/12.854337.

Comparison and optimization of randomly textured surfaces in thin-film solar cells. C. Rockstuhl, S. Fahr, F. Lederer, K. Bittkau, T. Beckers, R. Carius, F.-J. Haug, T. Söderström und C. Ballif, Opt. Express **18**(103), S. 335 - 342 (2010).

Near-field study of light scattering at rough interfaces of a-Si:H / μ c-Si:H tandem solar cells. K. Bittkau und T. Beckers, phys. stat. sol. (a), **207**(3), S. 661 - 666 (2010).

Large scale simulations in the realm of nanooptics. C. Rockstuhl, C. Etrich, C. Helgert, C. Menzel, T. Paul, S. Fahr, T. Pertsch, J. Dorfmueller, R. Esteban, W. Khunsin, R. Vogelgesang, K. Kern, A. Dmitriev, K. Bittkau, T. Beckers, R. Carius und F. Lederer, Proceedings of SPIE, **7604**, 76040D (2010); doi:10.1117/12.841700.

The impact of intermediate reflectors on light absorption in tandem solar cells with randomly textured surfaces. C. Rockstuhl, F. Lederer, K. Bittkau, T. Beckers und R. Carius, Appl. Phys. Lett., **94**(21), 211101 (2009).

Nanoscale investigation of light-trapping in a-Si:H solar cell structures with randomly textured interfaces. K. Bittkau, T. Beckers, S. Fahr, C. Rockstuhl, F. Lederer und R. Carius, phys. stat. sol. (a), **205**(12), S. 2766 - 2776 (2008).

Local versus global absorption in thin-film solar cells with randomly textured surfaces. C. Rockstuhl, S. Fahr, F. Lederer, K. Bittkau, T. Beckers und R. Carius, Appl. Phys. Lett., **93**(6), 061105 (2008).

The optical near-field of randomly textured light trapping structures for thin-film solar cells. T. Beckers, K. Bittkau, C. Rockstuhl, S. Fahr, F. Lederer und R. Carius, Proceedings of SPIE, **7002**, 70020D (2008); doi:10.1117/12.781121.

Nano-scale Investigation of Light Scattering at Randomly Textured Light Trapping Structures for Thin-film Silicon Solar Cells. K. Bittkau, T. Beckers, C. Rockstuhl, S. Fahr, F. Lederer und R. Carius, Material Research Society Symposium Proceedings, **1101**, KK04-02 (2008).

Beiträge zu Konferenzen und Workshops

Nano-optical effects in thin-film silicon solar cells. T. Beckers, K. Bittkau und R. Carius, The International Conference on Nanophotonics 2010.

Fourier analysis for the study of light scattering properties of randomly textured ZnO films. K. Bittkau, M. Schulte, T. Beckers und R. Carius, SPIE Photonics Europe 2010.

Near-field study of light scattering at rough interfaces of a-Si:H / μ c-Si:H tandem solar cells. K. Bittkau, T. Beckers, R. Carius, 23rd International Conference on Amorphous and Nanocrystalline Semiconductors (2009).

Photon management in thin film solar cells. C. Rockstuhl, S. Fahr, C. Menzel, F. Lederer, K. Bittkau, T. Beckers und R. Carius, Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (2009).

Nanoscale investigation of intermediate reflectors in tandem solar cells with randomly textured surfaces. T. Beckers, K. Bittkau, R. Carius, C. Rockstuhl und F. Lederer, 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition (2009).

Designing Randomness - the Impact of Textured Surfaces on the Efficiency of Thin-Film Solar Cells. T. Beckers, K. Bittkau, R. Carius, C. Rockstuhl, S. Fahr und F. Lederer, Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (2008).

The optical near-field of randomly textured light trapping structures for thin-film solar cells. T. Beckers, K. Bittkau, C. Rockstuhl, S. Fahr, F. Lederer und R. Carius, SPIE Photonics Europe 2008.

Light scattering in textured ZnO for solar cell application on a nanoscopic scale. T. Beckers, K. Bittkau, R. Carius, C. Rockstuhl und F. Lederer, Wilhelm und Else Heraeus Seminar Photonmanagement in Solar Cells (2007).

Kurzfassung

Texturierte und raue Oberflächen erhöhen signifikant die Lichtführung in Solarzellen. Die Weiterentwicklung und Optimierung von diesen Nanostrukturen ist daher essentiell für die Steigerung der Effizienz von Dünnschichtsolarzellen. In der Vergangenheit wurden durch klassische bzw. makroskopische Untersuchungsmethoden, wie z. B. die Bestimmung des Hazes oder winkelaufgelöste Streumessungen, wesentliche Entwicklungsrichtungen vorgegeben. Diese liefern aber keine eindeutigen Erklärungen für die optische Verbesserung der Systeme, da sowohl Schichtdicken als auch Strukturgrößen der Dünnschichtsolarzellen die Wellenlängen des Lichts im sichtbaren Spektralbereich unterschreiten. Die Bedeutung der lokalen Nanostrukturen und ihr Beitrag zur lokalen Absorptionsverstärkung wird durch makroskopische Untersuchungen nicht aufgelöst. In der vorliegenden Arbeit werden erste nahfeldmikroskopische Untersuchungen an Nanostrukturen für die Photovoltaik mit einem optischen Rasternahfeldmikroskop vorgestellt. Diese gewähren einen Einblick in die lokalen, optischen Eigenschaften der für die Photovoltaik relevanten Oberflächen. Die Untersuchung der Lichtführungseigenschaften der Schichtsysteme spielt eine zentrale Rolle. Evaneszente Felder, die auf Grund von Totalreflexion an den Grenzflächen auftreten, werden durch die Nahfeldmikroskopie messbar und liefern einen bedeutenden Hinweis auf die lokale Lichtführung. Im Rahmen dieser Arbeit werden Zusammenhänge zwischen der lokalen Oberflächenstruktur und den optischen Nahfeldeffekten bzw. evaneszenten Feldern aufgezeigt. Hierbei findet eine Identifizierung von Strukturmerkmalen der stochastisch texturierten Oberflächen statt, die den lokalen Lichteinfang verbessern. Damit sind erste Grundsteine gelegt, um eine Verbindung zwischen den mikroskopischen, optischen Effekten an der Oberfläche und der makroskopischen Leistungsfähigkeit einer Dünnschichtsolarzelle zu ziehen. Des Weiteren liefert die Messung ein dreidimensionales Abbild der elektrischen Feldverteilung jenseits der Probenoberfläche. Dieses dient als Vergleichskriterium, um die Realitätsnähe rigoros gerechneter Simulationen zu untermauern. Hierbei wird eine außerordentliche Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation festgestellt. Die Simulationen bieten einen Einblick ins Material, der zunächst experimentell verborgen bleibt. Dadurch können u.a. die Absorptionsverstärkung auf Grund der Oberflächentextur und die Eigenschaften selektiver und diffraktiver Filter studiert werden.

Abstract

Textured and rough surfaces are known to increase light trapping in solar cells significantly. The development and optimization of these nano-structures is essential to improve the energy conversion efficiency of thin-film solar cells. In the past, first research approaches covered classical and macroscopic investigations, e.g. determining the haze or angularly resolved scattering. These methods do not provide precise explanation for the optical improvement of the devices, because layer thicknesses and structure sizes in thin-film solar cells are smaller than the wavelength of visible light. The impact of local nano-structures and their contribution to the local absorption enhancement is not resolved by macroscopic measurements. In this thesis, near-field scanning optical microscopy is introduced as first near-field investigations of nano-structures for photovoltaics. This provides an insight into local optical effects for relevant surfaces of photovoltaic devices. Investigating the distribution of the electric fields in layer stacks is crucial to understand the absorption in solar cells. Evanescent fields, which occur due to total internal reflection at the interfaces, are measurable by near-field scanning optical microscopy and yield important information about local light trapping. Within the framework of this thesis, correlations between local surface structures and optical near-field effects are shown. In this case structure features of randomly textured surfaces, which optimize local light trapping, are identified. It paves the way to connect microscopic optical effects on the surface with the macroscopic performance of thin-film solar cells. Moreover, the measurement yields a 3D illustration of the electric field distribution over the sample surface. It is an important criterion to prove the results of rigorous diffraction theory. An excellent agreement between experiment and simulation is found. The simulations provide an insight into the material, which is not accessible by the experiment. Therefore, impacts of optical improvements such as absorption enhancement due to different surface textures or properties of selective and diffractive filters can be studied.

*Wir müssen unbedingt Raum für Zweifel lassen,
sonst gibt es keinen Fortschritt, kein Dazulernen.
Man kann nichts Neues herausfinden,
wenn man nicht vorher eine Frage stellt.
Und um zu fragen, bedarf es des Zweifelns.*

Richard P. Feynman

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	17
2	Grundlagen	21
2.1	Grundlagen der Elektrodynamik	21
2.2	Optische Rasternahfeldmikroskopie	28
2.3	Allgemeine Grundlagen der Photovoltaik	31
3	Experimentelle Methoden	37
3.1	Optisches Rasternahfeldmikroskop	37
3.2	Optische Charakterisierungsmethoden	44
3.3	Probenpräparation / -aufbau	46
4	Simulations- und Auswertungsmethoden	53
4.1	FDTD-Simulation	53
4.2	Fourieranalyse	54
5	Lokale optische Effekte an texturierten TCO-Oberflächen	57
5.1	Lichtlokalisierungen im Nahfeld	57
5.2	Übergang zum Fernfeld	75
6	Nahfeldeffekte in Dünnschichtsolarzellen	83
6.1	Lichtlokalisierungen in Dünnschichtsystemen	83
6.2	Variationen der Oberflächengestalt	94
6.3	Lokale Lichtfalleneigenschaften von selektiven und diffraktiven Filter	98
7	Zusammenfassung und Ausblick	109
	Literaturverzeichnis	113
	Abbildungsverzeichnis	127

*In jedem Mikrokosmos liegt der ganze Makrokosmos,
und dieser enthält nicht mehr als jener.*

Arthur Schopenhauer

1 Einleitung

Kleine Ursachen haben oftmals große Auswirkungen. Sowohl im alltäglichen Leben als auch in vielen Bereichen der Physik sind viele Beispiele zu finden, bei denen kleinste Größen signifikant über den Ablauf, bzw. über die Existenz eines Phänomens entscheiden. Dennoch werden die Einflüsse des Mikrokosmos oftmals unterschätzt, da sie in unserer Alltagserfahrung meist nicht zum Vorschein treten. Nur einige makroskopische Phänomene, wie z. B. die Supraleitung, Quantenkaskadenlaser, zeigen eindrucksvoll die direkte Verbindung zwischen Mikro- und Makrokosmos. Üblicherweise stellen die Phänomene unserer Alltagserfahrung ein Ensemble vieler einzelner Effekte dar. Der einzelne, mikroskopische Effekt hingegen verliert an Bedeutung. Durch die fortschreitende Miniaturisierung elektronischer und optischer Bauelemente können jedoch solche mikroskopischen Effekte nicht weiter vernachlässigt werden. Die Silizium-Dünnschichtsolarzelle stellt ein solches optoelektronisches Bauelement dar.

Die photovoltaische Energiekonversion öffnet einen Weg zur Lösung der energiepolitischen Herausforderungen der kommenden Jahrzehnte [1]. Dazu muss die Energiegewinnung konkurrenzfähig gegenüber den fossilen Energieträgern und der Kernenergie sein [2]. Dieses Ziel ist auf zwei Arten zu erreichen. Zum einen durch eine Steigerung der Wirkungsgrade und zum anderen durch großflächige Massenproduktion [3–5]. Silizium ist ein sehr häufig vorkommender und in der Halbleiterindustrie sehr weit verbreiteter Rohstoff. Auf Silizium basierende Solarzellen haben eine kontinuierliche und erfolgreiche Entwicklung durchgemacht. Während 1954 erste Solarzellen aus kristallinem Silizium (c-Si) bereits Wirkungsgrade von ca. 6 % erzielten [6], erreichen moderne c-Si-Zellen mit etwa 25 % [7] fast das thermodynamische Limit. Neue innovative Konzepte, wie z. B. die Verwendung von konzentrierenden Systemen [8], ermöglichen eine noch bessere Ausnutzung des Sonnenlichts und erzielen noch höhere Wirkungsgrade [9]. Neben der Verbesserung der Effizienz birgt insbesondere die Verringerung der Schichtdicke einer Solarzelle viele ökologische und ökonomische Vorteile. So wird durch die Deposition von dünnen Schichten sowohl Material als auch Energie eingespart. Großflächige Depositionen mit hohen Depositionsraten bewirken eine hohe Wirtschaftlichkeit und ermöglichen der Dünnschichtphotovoltaik ein breites Anwendungsspektrum [10]. Hydrogeniertes amorphes (a-Si:H) und hydrogeniertes mikrokristallines Silizium (μ c-Si:H) haben sich als geeignete Materialsysteme für die Dünnschichtphotovoltaik herausgestellt [11–14] und sind Gegenstand der aktuellen Forschung am Institut für Energieforschung 5 des Forschungszentrums Jülich. Insbesondere Konzepte, die ein Tandem, bestehend aus einer a-Si:H- und

einer $\mu\text{c-Si:H}$ -Zelle verwenden, haben ein großes Potential, großflächige Solarmodule mit hohen Wirkungsgraden zu liefern [15–19].

Die Absorption eines Materials ist erheblich von der Schichtdicke abhängig. Dadurch sind in der Dünnschichtphotovoltaik zahlreiche optische Konzepte und Innovationen zur Verbesserung und Optimierung des Lichteinfangs, bzw. der Lichtführung¹ notwendig. Die Verwendung stochastisch texturierter, bzw. rauer Oberflächen und die Einbringung von selektiven und diffraktiven Filtern stellen zwei solcher wichtiger Konzepte dar. Erstere sollen vorrangig die Lichtstreuung ins Material verbessern und dadurch eine effektive Verlängerung des Lichtwegs ermöglichen. Zwischenreflektoren hingegen sollen wellenlängenselektiv das einfallende Licht in die jeweilige Teilzelle führen, um eine Anpassung der Ströme in der Tandemsolarzelle zu erreichen. Hierbei spielt insbesondere der Wellenlängenbereich zwischen 650 nm und 800 nm eine entscheidende Rolle, da dieser Bereich das größte Optimierungspotential in einer Silizium-Tandemsolarzelle besitzt. Das sogenannte Photonenmanagement, also die gezielte, wellenlängenabhängige Verwaltung von Licht in der Dünnschichtsolarzelle, fasst all diese Konzepte zur Optimierung begrifflich zusammen und stellt damit die Bedeutung der Optimierung für einzelne Photonen, bzw. Wellenlängen heraus [20].

Da aber sowohl Strukturgrößen als auch Schichtdicken die Wellenlänge des Lichts im sichtbaren Spektralbereich deutlich unterschreiten und in vielen Anwendungen noch weiter unterschreiten sollen [21], können auftretende Nahfeldeffekte nicht weiter vernachlässigt werden. Des Weiteren stellt sich die Frage, inwieweit diese Effekte positiv oder negativ zur Stromgewinnung in der Solarzellen beitragen. Die Untersuchung von optischen Nanostrukturen, die zu einer Verbesserung der Lichtführung in der photovoltaischen Schicht führen sollen, ist daher unabdingbar. Klassische, bzw. makroskopische Untersuchungsmethoden, wie z. B. die Bestimmung des Hazes² oder winkelaufgelöste Streumessungen [22–25], haben bisher mögliche Entwicklungsrichtungen vorgegeben, liefern aber keine eindeutigen Erklärungen für die optische Verbesserung der Systeme. Vielmehr bleiben die mikroskopischen Ursachen und ihr Zusammenhang mit den lokalen Eigenschaften der Topographie unverstanden. Nahfeldmikroskopische Untersuchungen mit einem optischen Rasternahfeldmikroskop ermöglichen hingegen einen Einblick in die lokalen, optischen Eigenschaften der für die Photovoltaik relevanten Oberflächen, um entscheidende Fragestellungen bzgl. der Lichtföhreungseigenschaften der Schichtsysteme zu beantworten. Diese Arbeit stellt den ersten Schritt dar, die mikroskopischen optischen Effekte an Nanostrukturen für die Photovoltaik mit der makroskopischen Leistungsfähigkeit einer Dünnschichtsolarzelle zu verbin-

¹Die Begriffe Lichteinfang (engl. *light trapping*) und Lichtführung werden im Rahmen dieser Arbeit synonym benutzt.

²Der Haze (von engl. *haze* Trübung, Dunst) bezeichnet das Verhältnis des diffus gestreuten Lichts zum gesamten Licht der Transmission, bzw. Reflexion.

den. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein optisches Rasternahfeldmikroskop derart weiterentwickelt, dass aufwendige Messungen, die als wesentliches Argument für die Aussagekraft von Computersimulationen dienen, bewältigt werden können. Der erfolgreiche Vergleich zwischen Experiment und Simulation führt zu einem noch tieferen Verständnis, wie eine zukünftige Optimierung von Dünnschichtsolarzellen auszusehen hat.

Die Arbeit ist in sieben Kapitel untergliedert. Nach dieser Einleitung werden im zweiten Kapitel die erforderlichen theoretischen Grundlagen dieser Arbeit umrissen. Das dritte Kapitel beschreibt die experimentellen Methoden. Dies umfasst das optische Rasternahfeldmikroskop, weitere optische Untersuchungsmethoden und die Probenpräparation. Eine kurze Einführung in die Simulations- und Auswertungsmethoden findet im vierten Kapitel statt. Erste Ergebnisse und Untersuchungen der lokalen, optischen Effekte an texturierten Oberflächen werden im fünften Kapitel diskutiert. Kapitel 6 führt diese Diskussion weiter mit Hinblick auf lokale Effekte in Dünnschichtsolarzellen. Untersuchungen an Oberflächen von Dünnschichtsystemen, deren Morphologie variiert wurde, und die lokalen Lichtfalleneigenschaften von selektiven und diffraktiven Filtern werden vorgestellt. Eine Zusammenfassung der Arbeit findet im siebten Kapitel statt. Hierbei wird ein Ausblick auf weiterführende Fragestellungen gegeben.

*Die Wahrheit und Einfachheit der Natur sind immer
die letzten Grundlagen einer bedeutenden Kunst.*

Paul Ernst

2 Grundlagen

Dieses Kapitel führt in die theoretischen Grundlagen für diese Arbeit ein. Bei den Maxwell'schen Gleichungen beginnend wird die elektromagnetische Natur des Lichts erörtert und die fundamentale Beschreibung in Form der Wellengleichung gegeben. Hierbei werden die Unterschiede zwischen propagierenden und evaneszenten Lichtfeldern aufgezeigt. Im Vordergrund der Betrachtung steht die Bedeutung von evaneszenten Feldern für die optische Nahfeldmikroskopie. Der zweite Abschnitt des Kapitels legt die theoretischen Grundlagen für die Funktionsweise und das Messprinzip der optischen Rasternahfeldmikroskopie. Zuletzt gibt der dritte Abschnitt des Kapitels eine allgemeine Einführung in die Grundlagen der Photovoltaik mit Fokus auf der siliziumbasierende Dünnschicht-photovoltaik.

2.1 Grundlagen der Elektrodynamik

Maxwell'sche Gleichungen

Alle elektromagnetischen Phänomene der Natur werden vollständig durch die von James C. Maxwell im Jahre 1873 aufgestellten und nach ihm benannten Maxwell'schen Gleichungen und die aus ihr folgende Theorie zur Elektrodynamik beschrieben. Diese bilden damit das Grundgerüst vieler physikalischer Teilgebiete, insbesondere der Optik. Speziell das Gebiet der Nanooptik erlaubt eine Vernachlässigung der elektromagnetischen Natur des Lichts nicht, da sie sich im Wesentlichen mit optischen Phänomenen und Fragestellungen auf der Nanometerskala, d. h. in einem Größenbereich unterhalb der Wellenlänge des sichtbaren Lichts, beschäftigt. Die Maxwell'schen Gleichungen lauten in differentieller Form wie folgt [26]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.1) \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2) \qquad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.4)$$

\mathbf{E} und \mathbf{H} bezeichnen die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, ρ die elektrische Ladungsdichte und \mathbf{j} die elektrische Stromdichte. Die magnetische Induktion \mathbf{B} und die dielektrische Verschiebung \mathbf{D} sind für die Beschreibung der elektromagnetischen Felder in Materie erforderlich. Sie sind mit den Feldern über die Beziehungen

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad \text{und} \quad (2.5a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.5b)$$

verknüpft. Des Weiteren beschreiben die Gl. 2.5a und 2.5b den Zusammenhang zwischen elektrischer Polarisation \mathbf{P} , Magnetisierung \mathbf{M} des Mediums und der Feldvektoren \mathbf{E} und \mathbf{H} . Die Dielektrizitätskonstante $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ und die Permeabilität des Vakuums $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$ sind universelle Naturkonstanten. Sie sind über die Beziehung

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (2.6)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 2,99792 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ verknüpft.

Aus den beiden Vektorgleichungen (Gl. 2.2 und 2.4) lassen sich durch Substitution der beiden Beziehungen Gl. 2.5a und 2.5b die inhomogenen Wellengleichungen herleiten:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} \right), \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = \nabla \times \mathbf{j} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \nabla \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}. \quad (2.8)$$

Der Ausdruck in der Klammer von Gl. 2.7 kann als gesamte Stromdichte \mathbf{j}_{tot} interpretiert werden. Hierzu wird die Stromdichte \mathbf{j} in die Quellenstromdichte \mathbf{j}_Q und in die Leistungsstromdichte \mathbf{j}_L aufgeteilt, so dass sich für die gesamte Stromdichte der folgende Ausdruck ergibt:

$$\mathbf{j}_{\text{tot}} = \mathbf{j}_Q + \mathbf{j}_L + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M}. \quad (2.9)$$

Die Terme $\partial \mathbf{P} / \partial t$ und $\nabla \times \mathbf{M}$ werden als die Polarisationsstromdichte bzw. als die magnetische Stromdichte verstanden. Nach dem Ohm'schen Gesetz

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (2.10)$$

ist die freie Stromdichte proportional zur elektrischen Feldstärke mit der materialabhängigen, elektrischen Leitfähigkeit σ .

An einer Grenzfläche bedürfen die Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen noch einer Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen:

$$[\mathbf{E}_{\text{außen}}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_{\text{innen}}(\mathbf{r})] \times \mathbf{n} = 0, \quad (2.11a)$$

$$[\mathbf{H}_{\text{außen}}(\mathbf{r}) - \mathbf{H}_{\text{innen}}(\mathbf{r})] \times \mathbf{n} = 0. \quad (2.11b)$$

Diese müssen für alle Ortsvektoren \mathbf{r} auf der Grenzfläche erfüllt sein. Der Normalenvektor der Grenzfläche wird hier mit \mathbf{n} bezeichnet.

Brechungsindex

Liegen keine freie Ladungen und Ströme vor, so vereinfachen sich die Wellengleichungen (Gl. 2.7 und 2.8). Eine einfache Lösung der Maxwell'schen Gleichungen wird dann durch Überlagerung von ebenen, elektromagnetischen Wellen der Form

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad \text{und} \quad B(\mathbf{r}, t) = B_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.12)$$

beschrieben. Der Betrag des Wellenvektors

$$|\mathbf{k}| = \frac{\omega}{c} \tilde{n} \quad (2.13)$$

ist abhängig von der Kreisfrequenz ω der elektromagnetischen Welle und vom komplexen Brechungsindex

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)}. \quad (2.14)$$

mit Realteil $n(\omega)$ und Imaginärteil $\kappa(\omega)$. Der Brechungsindex kann nach Gl. 2.14 für nichtmagnetische Materialien ($\mu(\omega) = \mu_0$) direkt aus der dielektrischen Funktion $\epsilon(\omega)$ abgeleitet werden und beschreibt die optischen bzw. elektrischen Eigenschaften der Materie. Für die komplexe dielektrische Funktion gilt:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega) \quad (2.15a)$$

$$\epsilon'(\omega) = n^2(\omega) - \kappa^2(\omega) \quad (2.15b)$$

$$\epsilon''(\omega) = 2n(\omega)\kappa(\omega). \quad (2.15c)$$

Hierbei geben $\epsilon'(\omega)$ den Realteil und $\epsilon''(\omega)$ den Imaginärteil der dielektrischen Funktion an. Liegt keine magnetische Eigenschaft des Materials vor ($\mu = 1$), wie z. B. im nichtmagnetischen Halbleiter, so folgt aus der Lösung der Maxwell'schen Gleichungen

$$\tilde{n}^2 = \epsilon' - i\frac{4\pi\sigma}{\omega}. \quad (2.16)$$

Dies liefert schließlich

$$n^2 = \frac{1}{2} \epsilon' \left(\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \right)^2} + 1 \right) \quad \text{und} \quad \kappa^2 = \frac{1}{2} \epsilon' \left(\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \right)^2} - 1 \right). \quad (2.17)$$

Wenn die elektrische Leitfähigkeit gegen null strebt, wie z. B. in Isolatoren, dann wird $n \approx \sqrt{\epsilon}$ und $\kappa \approx 0$. Das Material wird transparent. Zwischen dem Brechungsindex und der Bandlücke eines Halbleiters existiert die empirische Beziehung [27,28]:

$$n^4 \cdot E_g = 77. \quad (2.18)$$

Diese sogenannte Moss-Regel gilt für Halbleiter mit einem Brechungsindex zwischen 2,4 und 4,5.

Poynting-Theorem

Die Energieerhaltung einer Ladung im elektromagnetischen Feld wird durch das sogenannte Poynting-Theorem beschrieben. Es besagt, dass die zeitliche Veränderung der elektromagnetischen Energie und der Energiefluss aus dem betrachteten Volumen gleich der negativen gesamten Arbeit sein muss. Der Energiefluss wird hierbei durch den sogenannten Poyntingvektor

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2.19)$$

dargestellt. Dieser hat die Dimension Energie pro Zeit und Fläche, ist senkrecht zu den Feldern gerichtet und zeigt bei einer Lichtwelle in deren Ausbreitungsrichtung. Die Betrachtung des zeitlich gemittelten Poyntingvektors in einem Material liefert für seine Divergenz [26, 29, 30]:

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{S}(\mathbf{r}, \omega) \rangle = -\frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \epsilon''(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, \omega), \quad (2.20)$$

wobei \mathbf{r} den Ort, ω die Frequenz des Lichts und \mathbf{E}^* das komplex konjugierte lokale elektrische Feld bezeichnet. Die rechte Seite stellt eine Senke des Energieflusses dar. Bleibt der Imaginärteil der dielektrischen Funktion erhalten, also in der Nähe von Materialresonanzen, so ist dies stets mit einem Energieverlust des elektromagnetischen Felds durch Absorption verbunden. Aus den lokalen Feldern in einem Material kann durch Gl. 2.20 die lokale Absorption bestimmt werden [31].

Absorption

Die Absorption eines Stoffes wird typischerweise durch den Absorptionskoeffizient $\alpha(\hbar\omega)$ ausgedrückt. Er beschreibt die relative Abnahme der Lichtintensität $I(\hbar\omega)$ entlang des Propagationweges x :

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{1}{I(\hbar\omega)} \cdot \frac{d[I(\hbar\omega)]}{dx}. \quad (2.21)$$

Unter Berücksichtigung des komplexen Brechungsindex \tilde{n} (Gl. 2.14) ergibt Gl. 2.21 für eine ebene Welle (Gl. 2.12) den Absorptionskoeffizienten

$$\alpha = 2k \cdot \kappa. \quad (2.22)$$

Im Halbleiter manifestiert sich die Absorption u.a. in Form des Übergangs eines Elektrons vom Valenzband ins Leitungsband. Der Absorptionskoeffizient ist daher proportional zur Wahrscheinlichkeit P_{if} für den Übergang eines Elektrons vom Ausgangszustand i zum Endzustand f , zu den Besetzungen n_i im Zustand i und zu der Dichte der freien Zustände n_f in f . Die Summation über alle möglichen

Übergänge bei einer Bandlücke $\hbar\omega$ ergibt dann den Absorptionskoeffizient

$$\alpha(\hbar\omega) \propto \sum_{if} P_{if} n_i n_f. \quad (2.23)$$

Für einen direkten Übergang bei $k = 0$ unter der Annahme parabolischer Bänder gilt dann [32]:

$$\alpha(\hbar\omega) \propto \sqrt{\hbar\omega - E_g}, \quad (2.24)$$

wobei E_g die Bandlücke bezeichnet. Sind direkte Übergänge bei $k \neq 0$ erlaubt, so wächst die Übergangswahrscheinlichkeit unter der Annahme parabolischer Bänder mit $(\hbar\omega - E_g)$ an. Erfordert der Übergang eine Übertragung von Energie und Impuls, z. B. die Absorption in indirekten Halbleitern [33], so ist die Absorption, bzw. Emission eines zusätzlichen Phonons mit der Energie E_{ph} für den Impulsübertrag notwendig, da ein Photon alleine keine Impulsänderung liefert. Auch beim indirekten Übergang ist der Absorptionskoeffizient abhängig von der Dichte der besetzten Zustände im Valenzband und von der Dichte der freien Zustände im Leitungsband. Unter Berücksichtigung der Anzahl vorhandener Phononen n_{ph} , die durch die Bose-Einstein-Statistik beschrieben wird [33], liefert die Integration über alle möglichen Kombinationen von Zuständen mit $\Delta E_{if} = \hbar\omega \pm E_{ph}$ den Absorptionskoeffizienten

$$\alpha_a(\hbar\omega) \propto \frac{(\hbar\omega - E_g + E_{ph})^2}{e^{E_{ph}/k_B T} - 1} \quad (2.25)$$

bei einem Übergang durch Phononenabsorption. Hierbei ist k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur. Ist $\hbar\omega > E_g + E_{ph}$, so kommt der Absorptionsanteil durch Phononenemission hinzu. Die Wahrscheinlichkeit der Phononenemission ist proportional zu $n_{ph} + 1$, wodurch dann dieser Anteil

$$\alpha_e(\hbar\omega) \propto \frac{(\hbar\omega - E_g - E_{ph})^2}{1 - e^{E_{ph}/k_B T}} \quad (2.26)$$

lautet [32]. Der Absorptionskoeffizient ist dann

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_a(\hbar\omega) + \alpha_e(\hbar\omega) \quad (2.27)$$

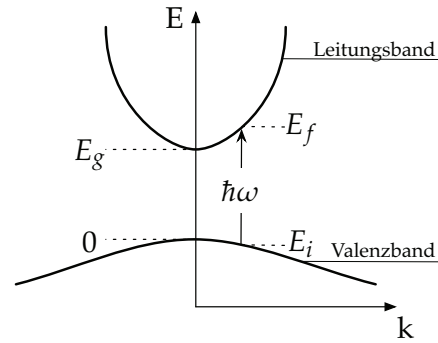


Abbildung 2.1: Bandschema für Absorptionsübergänge zwischen zwei direkten Bandtälern.

für $\hbar\omega > E_g + E_{ph}$.

Evaneszente Felder

Eine elektromagnetische Welle, die mit einem Einfallswinkel θ_1 auf eine Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex trifft, erfährt eine Brechung und verlässt die Grenzfläche unter dem Ausfallswinkel θ_2 . Ein- und Ausfallswinkel sind über das Snell'sche Brechungsgesetz

$$n_1 \cdot \sin(\theta_1) = n_2 \cdot \sin(\theta_2) \quad (2.28)$$

miteinander verknüpft. n_1 , bzw. n_2 stellen den Brechungsindex des Mediums der einfallenden, bzw. der transmittierten Welle dar. Im Fall $n_1 > n_2$ existiert ein Einfallswinkel θ_c , der eine weitere Propagation des Lichts in das zweite Medium verhindert. Die einfallende Welle erfährt dadurch an der Grenzfläche die Totalreflexion. Für die z-Komponente des Wellenvektors k_2 der transmittierten Welle gilt allgemein

$$k_{2,z} = k_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2(\theta_1)}. \quad (2.29)$$

Im Fall der Totalreflexion wird $k_{2,z}$ imaginär und die Welle bewegt sich entlang der Grenzfläche. Mit $k_{2,z} = 0$ kann aus Gl. 2.29 der Grenzwinkel der Totalreflexion zu

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (2.30)$$

bestimmt werden. Die ebene Welle der Form aus Gl. 2.12 kann nicht in das zweite Medium hinein propagieren, sondern fällt exponentiell in ihm ab. Diese sogenannten evaneszenten Felder sind proportional zu $e^{\gamma z}$ mit der Zerfallskonstante

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2(\theta_1) - 1} \quad (2.31)$$

für evaneszente Felder [34]. Mit zunehmendem Einfallswinkel nimmt der Zerfall des evaneszenten Felds zu. Da auch die Fresnelkoeffizienten gleichermaßen vom Einfallswinkel abhängig sind [35], werden diese beim Überschreiten des Winkels der Totalreflexion imaginär. Dies führt zu einer Phasenverschiebung, die die Ursache für den Goos-Hänchen-Effekt ist [36]. Dieser beschreibt die räumliche Verschiebung zwischen dem einfallenden und reflektierten Licht. Des Weiteren weicht die Polarisation der evaneszenten Felder vom einfallenden Licht ab und bestimmt die Energiedichte des evaneszenten Felds. So ist die Verstärkung der Energiedichte von p-polarisiertem Licht an einer Glas/Luft-Grenzfläche um einen Faktor vier höher als für s-polarisiertes Licht [34]. Außerdem kann die Energiedichte der evaneszenten Felder die Energiedichte des einfallenden Lichts deutlich übertreffen und somit lokale Feldüberhöhungen bewirken. Dennoch findet durch die evaneszenten Felder kein weiterer Energietransport in das zweite Medium

statt. Die z-Komponente des zeitlich gemittelten Poynting Vektors aus Gl. 2.19 verschwindet und nur die Anteile parallel zur Grenzfläche bleiben erhalten. Es existiert kein mittlerer Energiefluss senkrecht zur Grenzfläche ($\langle S_z \rangle = 0$). Dies bedeutet aber nicht, dass das evaneszente Feld selbst keine Energie beinhaltet. Die Energie im evaneszenten Feld kann sogar zur Fluoreszenzanregung genutzt werden, z. B. bei der Totalreflexion-Fluoreszenzmikroskopie (TIRFM) in zahlreichen biologischen Anwendungen [37]. Befindet sich im Einflussbereich des evaneszenten Felds sogar ein drittes Medium mit entsprechendem Brechungsindex, so wird die evaneszente Welle wieder in eine propagierende Welle umgewandelt [38]. Dieser Effekt wird als frustrierte Totalreflexion bezeichnet und ist ein elektromagnetisches Analogon zum quantenmechanischen Tunneln. Zur Veranschaulichung sei ein System aus drei Medien mit den Brechungsindizes n_j , $j \in \{1, 2, 3\}$ angenommen, wobei $n_2 < n_3 < n_1$ gilt. Frustrierte Totalreflexion tritt auf, wenn für den Einfallswinkel θ_1 auf die erste Grenzfläche

$$\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) < \theta_1 < \arcsin\left(\frac{n_3}{n_1}\right), \quad (2.32)$$

bzw. für die Parallelkomponente k_{\parallel} des Wellenvektors

$$n_2 k < k_{\parallel} < n_3 k \quad (2.33)$$

gilt. Die Dicke des zweiten Mediums bestimmt die Stärke der transmittierten Intensität. Dieser Effekt spielt insbesondere in der ATR-Spektroskopie¹ [39, 40] oder bei der Oberflächenplasmonenresonanz (SPR²) durch die Otto- [41] und Kretschmann-Methode [42] eine wichtige Rolle. Des Weiteren liegt diesem Effekt die Messung evaneszenter Felder mit einer Nahfeldsonde zugrunde.

Darstellung im Frequenzraum

Durch die Fouriertransformation ist es möglich, Informationen vom Ortsraum in den Frequenzraum zu transformieren. Im Fall elektromagnetischer Wellen bietet sich die Beschreibung durch den Wellenvektor \mathbf{k} (Gl. 2.13) an. Die zweidimensionale Fouriertransformation und die zugehörige inverse Fouriertransformation des elektrischen Felds lauten:

$$\begin{aligned} E(\mathbf{k}) &= \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{r} E(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \\ \text{und} \\ E(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} E(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

¹engl. *attenuated total reflection spectroscopy*

²engl. *surface plasmon resonance*

Im Folgenden sei das elektrische Feld in der x-y-Ebene bei einer konstanten z-Koordinate mit der Fouriertransformierten $E(k_x, k_y; z)$ betrachtet. Die homogene Helmholtz-Gleichung lautet dann [34, 43]:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(k_x, k_y; z) + k^2 E(k_x, k_y; z) = 0 \quad (2.35)$$

mit der Lösung

$$E(k_x, k_y; z) = E(k_x, k_y; 0) \cdot e^{ik_z z}, \quad (2.36)$$

wobei $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ ist. Diese Lösung beinhaltet sowohl den evaneszenten als auch den propagierenden Anteil. Anhand der zugehörigen Raumfrequenzen ist nun eine Separation beider Anteile möglich. So ergeben sich aus Gl. 2.36 die Bedingungen

$$k^2 \leq k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{propagierender Anteil}) \quad \text{und} \quad (2.37)$$

$$k^2 > k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{evaneszenter Anteil}). \quad (2.38)$$

Die Grenzbedingung $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ entspricht einem Kreis mit Radius k in der k_x - k_y -Ebene (vgl. Abb. 2.2). Werden bei einer Rücktransformation nur die entsprechenden Intervalle berücksichtigt, so findet eine Separation der Anteile statt.

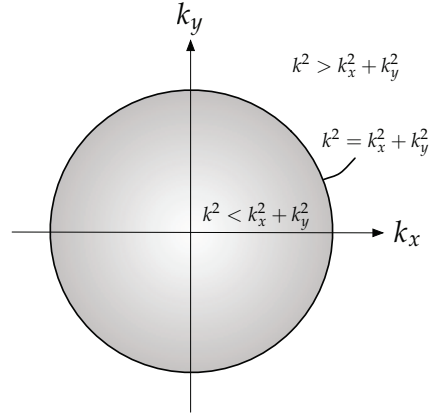


Abbildung 2.2: Die Bedingung $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ entspricht in der k_x - k_y -Ebene einem Kreis mit Radius k .

2.2 Optische Rasternahfeldmikroskopie

Grenzen des Auflösungsvermögens

Das Auflösungsvermögen wird physikalisch durch die Heisenberg'sche Unschärferelation bestimmt. Für frei propagierende Photonen ergibt sich der Ausdruck

$$\hbar \Delta k_x \cdot \Delta x \geq \hbar/2, \quad (2.39)$$

wobei x eine beliebige Ortskoordinate und k_x der Betrag des zugehörigen Wellenvektors ist. Damit ist die Ortsauflösung für Photonen durch die Ungleichung

$$\Delta x \geq \frac{1}{2\Delta k_x} \quad (2.40)$$

gegeben. Die konventionelle Lichtmikroskopie ist allerdings durch die Beugung des Lichts an der Objektivlinse begrenzt. Das Phänomen der Beugung beruht auf

der Wellennatur des Lichts und wird durch das Huygens-Fresnel'sche Prinzip beschrieben. Dieses besagt, dass zu jedem Zeitpunkt jeder Punkt einer Wellenfront als Quelle sphärischer Elementarwellen zu betrachten ist [44]. Wird eine Lichtwelle durch ein Hindernis bezüglich ihrer Phase, bzw. Amplitude verändert, so führen die verschiedenen Wellenfronten der Elementarwellen durch Interferenz zu einem Beugungsmuster. Zwei Objekte, bzw. Lichtpunkte gelten daher als optisch aufgelöst, wenn ihr Abstand nicht geringer ist als vom Maximum der Beugungsfigur zu ihrem ersten Minimum (Rayleigh-Kriterium). Die mathematische Beschreibung der Beugungsfigur, die eine Verteilung der Energiedichte darstellt, wird durch das Fresnel-Kirchhoff'sche Beugungsintegral [26]

$$E(\mathbf{r}) = \frac{k}{4\pi i} \int_A dA E_A(\mathbf{r}') \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.41)$$

beschrieben. Nach dem Huygens-Fresnel'schen Prinzip ergibt somit die phasenrichtige Integration aller Elementarwellen die Feldamplitude $E(\mathbf{r})$ am Punkt \mathbf{r} hinter dem Objekt. Die Integration verläuft hierbei über jeden Punkt \mathbf{r}' der Öffnungsfläche A eines beugenden Objektes. Abhängig vom Abstand z zwischen der beugenden Fläche und der Beobachtungsebene kann das Beugungsintegral Gl. 2.41 durch Näherungen gelöst werden. Ist der Abstand z klein gegenüber der Abmessung der beugenden Fläche ($z \ll r^2/\lambda$), dann beschreibt Gl. 2.41 die sogenannte Fresnelbeugung oder Nahfeldbeugung. Für die Beugung an einer kreisförmigen Öffnung wäre die Intensitätsverteilung proportional zum Betragsquadrat der Feldamplitude. Im umgekehrten Fall ($z \gg r^2/\lambda$) ergibt sich die sogenannte Fraunhoferbeugung oder Fernfeldbeugung. Die Intensitätsverteilung der gebeugten Welle ist dann

$$I(\xi) = I_0 \cdot \left(\frac{J_1(\xi)}{\xi} \right)^2 \quad (2.42)$$

mit $\xi = k \cdot d/2 \cdot \sin(\theta)$, wobei $J_1(\xi)$ die Besselfunktion erster Ordnung ist. Die erste Nullstelle der Intensitätsverteilung aus Gl. 2.42 ist $\xi = 1,22\pi$. Damit gilt für den Durchmesser d eines abgebildeten Beugungsscheibchens:

$$d = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad (2.43)$$

mit der Wellenlänge λ des Lichts im Vakuum und der numerischen Apertur NA [45,46]. Die numerische Apertur ist durch

$$NA = n \cdot \sin(\theta) \quad (2.44)$$

gegeben, wobei n der Brechungsindex des Mediums, in dem mikroskopiert wird, und θ der Öffnungswinkel des Objektivs ist. Das Auflösungsvermögen eines konventionellen Lichtmikroskops kann daher durch die Verwendung von Licht

kürzerer Wellenlängen und durch eine größere numerische Apertur verbessert werden. Die durch die Beugung verursachte Einschränkung stellt allerdings keine prinzipielle, sondern eine durch die verwendete Optik bedingte Limitierung dar. Denn bereits das Beugungsintegral Gl. 2.41 liefert nur für Öffnungen, die deutlich größer als die betrachtete Wellenlängen sind, korrekte Ergebnisse. Für Aperturgrößen, die die Wellenlänge unterschreiten, bedarf es daher eine Beschreibung durch die Bethe-Bouwkamp-Theorie [47, 48]. Diese ist auf eine endliche Öffnungstiefe, bzw. Filmdicke anwendbar [49], und bildet daher für zahlreiche theoretische Untersuchungen der Feldverteilung an Nahfeldsonden eine bedeutende Grundlage [50–53]. Es bleibt festzuhalten, dass im Experiment die Grenze des Auflösungsvermögens von den endlichen Abmessungen der Optik, bzw. Messsonde abhängt.

Nahfeldoptik

Die Nahfeldmikroskopie stellt im Prinzip eine Verallgemeinerung der Konfokalmikroskopie [54, 55] dar. Ein möglichst hohes Auflösungsvermögen wird durch eine hohe räumliche Einschränkung des Lichts erzielt. Dies bedeutet, dass eine Optik mit hoher numerischer Apertur erforderlich ist. Fernfeldoptiken sammeln allerdings nur den propagierenden Anteil mit $k_{\parallel} < 2\pi n/\lambda$ ein. Eine Vergrößerung des Spektrums an Raumfrequenzen, um die Ortsauflösung zu verbessern, wird durch das Einsammeln höherer Raumfrequenzen möglich. In der Nahfeldmikroskopie wird durch eine Apertur, bzw. durch ein streuendes Objekt, deren Abmessungen erheblich kleiner als die Wellenlänge des Lichts sind, die Sammlung evaneszenter Anteile ermöglicht. Neben der möglichst kleinen Apertur ist auch ein kleiner Abstand zwischen Nahfeldsonde und Probe erforderlich, da eine hohe räumliche Einschränkung des Lichts zu einer starken Abnahme der Felder entlang der optischen Achse führt. Dies beruht zum einen am hohen Anteil evaneszenter Felder, die exponentiell zerfallen, und zum anderen an der starken Divergenz fokussierter Felder. Beträgt aber nun der Abstand zwischen Probe und Nahfeldsonde nur noch einen kleinen Bruchteil der Wellenlänge, so kann die Wechselwirkung der Sonde mit dem optischen Feld der Probe nicht vernachlässigt werden. Da diese Wechselwirkung von der Geometrie und den optischen Eigenschaften der jeweiligen Messsonde beeinflusst wird, können die Messergebnisse für unterschiedliche Messsonden variieren [56]. Für experimentelle Untersuchungen ist daher die Verwendung von Nahfeldsonden mit vergleichbarer Qualität unerlässlich, um eine gute Reproduzierbarkeit der Messungen zu gewährleisten.

Entwicklung der Optischen Rasternahfeldmikroskopie

Im Jahre 1928 veröffentlichte E. A. Syngé [57] eine Methode, um die klassische Limitierung des Auflösungsvermögens (Gl. 2.43) zu überwinden. Er schlussfolgerte, dass die Limitierung durch die Größe der Apertur und nicht durch die Wellenlänge begrenzt sein muss. Seine Idee, eine Lochblende mit einem Durchmesser kleiner als die Wellenlänge des Lichts in kleiner Entfernung zur Beleuchtung eines Objektes zu verwenden, stellt somit den ersten Entwurf dar, ein optisches

Nahfeldmikroskop zu realisieren. Eine experimentelle Umsetzung dieser Idee war in dieser Zeit nicht möglich, weshalb sie in Vergessenheit geriet und erst 1956 durch eine kurze Veröffentlichung von J. A. O’Keefe [58] wieder aufkam. Allerdings war eine technische Umsetzung erst im Jahre 1972 möglich. E. A. Ash and G. Nicholls [59] demonstrierten mit Mikrowellen ein Auflösungsvermögen deutlich unterhalb der Beugungsgrenze. Die enorme Herausforderung, dies auch für sichtbares Licht zu ermöglichen, besteht im Wesentlichen in der Herstellung der winzigen Lochblende und in der Abstandsregelung, um einen geringen Abstand zur Probenoberfläche zu gewährleisten. Die Entwicklung eines Rastertunnelmikroskops durch G. Binnig *et al.* [60–62] bewies, dass die bisherigen experimentellen Hürden überwunden werden können. D. W. Pohl *et al.* [63] und U. Dürig *et al.* [64] gelang es mit Hilfe einer metallbeschichteten Quarzpyramide, die eine winzige Apertur an der Pyramidenspitze hatte, ein Auflösungsvermögen bis zu $\lambda/20$ bei einer Wellenlänge von 488 nm zu erreichen. Zeitgleich wurde auch von A. Lewis *et al.* [65] eine weitere experimentelle Umsetzung vorgestellt. Neben der Entwicklung von Nahfeldsonden mit einer winzigen Apertur wurden auch aperturlose Nahfeldmikroskope entwickelt. Diese überwinden die aperturbedingte Beschränkung des Auflösungsvermögens, da ausschließlich der Spitzenradius, bzw. die Abmessung der optisch aktiven Region die Auflösung bestimmen. Ein häufiges Konzept ist die Verwendung einer sogenannten Streusonde [66–72], die durch das einfallende Licht eine starke Feldüberhöhung bewirkt. Dadurch kann das Auflösungsvermögen bis auf wenige Nanometer erhöht werden [68, 73]. In einer aktuellen Veröffentlichung werden sogar nanometergenaue Auflösungen erreicht [74]. Durch zahlreiche Weiterentwicklungen der optischen Rasternahfeldmikroskopie fand und findet diese in vielen aktuellen Bereichen der Forschung Anwendung. Einige Beispiele dafür sind die Arbeiten zur magnetischen Datenspeicherung [75], zur Detektion von Fluoreszenzmolekülen [76], zur Analyse dünner Schichten [77, 78] und biophysikalische Fragestellungen [79]³.

2.3 Allgemeine Grundlagen der Photovoltaik

Photovoltaischer Effekt

Eine Solarzelle ist ein optoelektronisches Halbleiterbauelement, das eine photovoltaische Energieumwandlung bewirkt. Ihr Funktionsprinzip basiert auf dem photovoltaischen Effekt, der wiederum ein Spezialfall des photoelektrischen Effekts [82] ist. Durch die Absorption von Licht in einem Halbleiter, z. B. Silizium (Si), wird ein Elektron energetisch aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben, wodurch ein Elektron-Loch-Paar erzeugt und somit die Konzentration der quasifreien Ladungsträger im Halbleiter erhöht wird. Eine Trennung der Ladungsträger generiert eine Spannung im Halbleiter, die extern zur Verrichtung elektrischer Arbeit genutzt werden kann. Damit eine Trennung der Ladungs-

³Eine ausführliche Übersicht zahlreicher Artikel über die Anwendung der optischen Rasternahfeldmikroskopie ist in den Artikeln von R. C. Dunn [80] und J. W. A. Hsu [81] zu finden.

träger zustande kommt, ist ein internes elektrisches Feld notwendig, das die Ladungsträger aus der aktiven photovoltaischen Schicht heraus bewegt. Dieses wird in der Siliziumsolarzelle typischerweise durch Dotierung des Halbleiters erreicht, also durch die Realisierung eines p-n-Übergangs [33]. Die Trennung der Ladungsträger ist somit von der Diffusion in der Siliziumsolarzelle abhängig.

Amorphes und mikrokristallines Silizium

Kristallines Silizium (c-Si) ist ein indirekter Halbleiter, der in ausreichend großen Mengen und in hoher Qualität zur Verfügung steht. Des Weiteren hat es eine für die Photovoltaik günstige Bandlücke von $E_{\text{gap}} = 1,12 \text{ eV}$. Für Dünnschichtsolarzellen hat sich die Verwendung von hydrogeniertem amorphem (a-Si:H) und hydrogeniertem mikrokristallinem ($\mu\text{c-Si:H}$) Silizium bewährt [13]. Das $\mu\text{c-Si:H}$ ist ein heterogenes System bestehend aus verschiedenen Kristalliten, die sich in ihrer Größe, dem amorphen Anteil und in den Fehlstellungen unterscheiden [83].

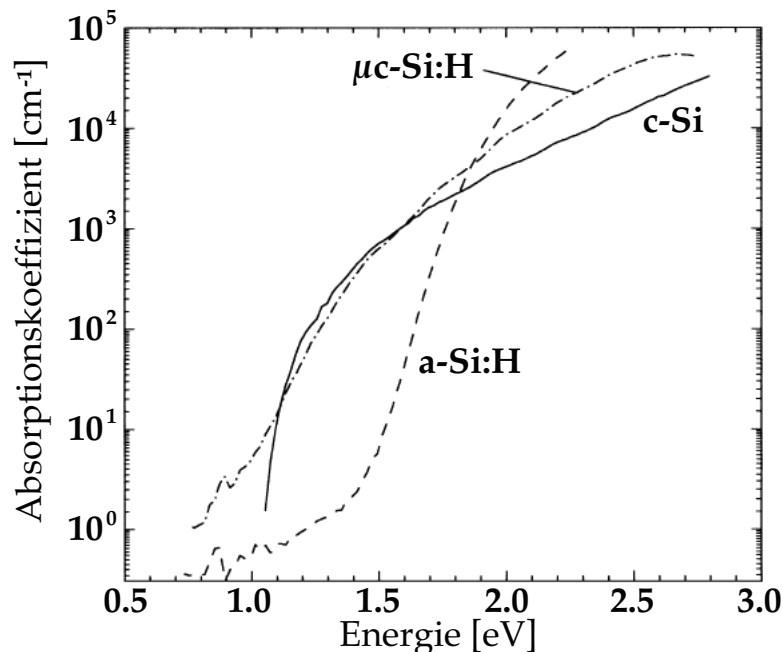


Abbildung 2.3: Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Energie für c-Si, a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$. Die Daten stammen aus PDS-Messungen. Abbildung nach [84, 85].

Dabei sind sowohl die Zusammensetzung als auch die optoelektronischen Eigenschaften stark von den Depositionsbedingungen abhängig [85–88]. Die Struktur von a-Si:H unterscheidet sich vom $\mu\text{c-Si:H}$ im Wesentlichen durch die fehlende Fernordnung der Atome. Die Atome sind nicht in einem perfekten Kristallgitter angeordnet, weshalb auf Grund von offenen Siliziumbindungen zahlreiche De-

fektzustände existieren. Die Defektzustände bilden besetzbare Energiezustände in der Bandlücke. Durch die Einbindung von Wasserstoff werden die offenen Siliziumbindungen gesättigt und die Defektdichte reduziert. Die verbliebene Unordnung verursacht Streuvorgänge, wodurch die mittlere freie Weglänge im a-Si:H herabgesetzt ist [89]. Schließlich sorgt die fehlende Fernordnung für quasi-direkte optische Übergänge. Das a-Si:H nimmt damit Eigenschaften eines direkten Halbleiters an⁴. Der Absorptionskoeffizient ist dadurch für a-Si:H bei hohen Energien ($> 1,7\text{ eV}$) deutlich höher als bei $\mu\text{c-Si:H}$ oder c-Si [84, 85, 92]. In Abb. 2.3 sind typische Verläufe des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Energie für c-Si, a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$ aufgetragen. Der Absorptionskoeffizient von $\mu\text{c-Si:H}$ ist verglichen mit dem von a-Si:H im sichtbaren Bereich des Lichts deutlich kleiner. Im infraroten Bereich hingegen zeigt das $\mu\text{c-Si:H}$ bessere Absorptionseigenschaften. Es bleibt festzuhalten, dass a-Si:H besonders gut für den kurzen und $\mu\text{c-Si:H}$ für den langen Wellenlängenbereich des Lichts geeignet ist.

Silizium-Dünnschichtsolarzelle

Die ausschließliche Verwendung von a-Si:H in der Dünnschichtphotovoltaik liegt nicht allein in den Vorzügen des Materials begründet. Vielmehr sorgen die zahlreichen Defektzustände dafür, dass die Diffusionslänge der Ladungsträger sehr kurz ist. Infolgedessen kann eine erforderliche Trennung der Ladungsträger nur in einer sehr dünnen photovoltaisch aktiven Schicht stattfinden [93]. Daher ist zusätzlich die Verwendung einer intrinsischen a-Si:H-Schicht notwendig. Es handelt sich somit um einen p-i-n-Übergang. Dieser sorgt dafür, dass neben der Diffusion auch eine Drift der Ladungsträger stattfindet [94]. Die im vorherigen Abschnitt dargestellten Absorptionseigenschaften von a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$ lassen sich in einem Tandemkonzept (Abb. 2.4(a)) positiv verbinden. Während es bei einer reinen $\mu\text{c-Si:H}$ -Zelle zu Thermalisierungsverlusten auf Grund einer kleinen Bandlücke ($\approx 1,2\text{ eV}$) und es bei einer reinen a-Si:H-Zelle zu Transmissionsverlusten auf Grund einer großen Bandlücke ($\approx 1,7\text{ eV}$) kommt, bietet die Zusammensetzung beider Zellen die Möglichkeit, das breite Spektrum des Sonnenlichts besser ausnutzen zu können (vgl. Abb. 2.4(b)). Die a-Si:H-Zelle eignet sich wegen ihrer größeren Bandlücke als obere Zelle (engl. *top cell*). Sie fängt damit das Licht, welches in der $\mu\text{c-Si:H}$ -Zelle zu Thermalisierungsverlusten führen würde, ab und ist für den langwelligen Teil des Lichts nahezu transparent. Die $\mu\text{c-Si:H}$ -Zelle bildet somit den unteren Teil der Zelle (engl. *bottom cell*). In Abb. 2.4(a) ist der Aufbau einer a-Si:H-/ $\mu\text{c-Si:H}$ -Tandemsolarzelle schematisch dargestellt. Wichtig für die weitere Optimierung der Tandemsolarzelle ist die Anpassung der Photostrome (engl. *current matching*) beider Teilzellen im Arbeitspunkt maximaler Leistung [95]. Die stromlimitierende Zelle ist hierbei die dünne a-Si:H-Zelle. Eine Erhöhung der a-Si:H-Schichtdicke würde zwar eine Anpassung der Ströme er-

⁴Eine ausführliche Beschreibung der Eigenschaften von a-Si:H sind u.a in den Ref. [90, 91] zu finden.

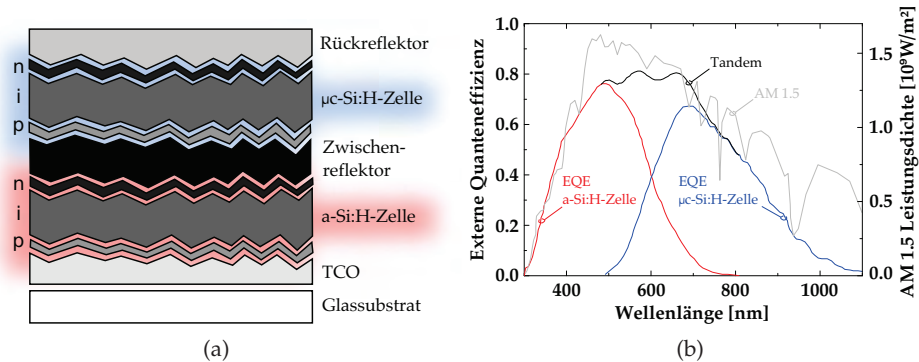


Abbildung 2.4: (a) Schematischer Aufbau einer a-Si:H-/μc-Si:H-Tandemsolarzelle. (b) Separate Darstellung der externen Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die a-Si:H- (rot) und μc-Si:H-Zelle (blau) im Tandem (Summe schwarz). Der Vergleich mit dem AM 1.5 Spektrum verdeutlicht die Anpassung ans Sonnenspektrum.

möglichen, jedoch mindern sowohl die schlechte Beweglichkeit der Ladungsträger als auch die lichtinduzierte Degradation (Staebler-Wronski-Effekt, [96]) den Wirkungsgrad der Solarzelle. Ein Konzept zur Angleichung der Ströme besteht in der Implementierung eines Zwischenreflektors [97, 98], z. B. aus Zinkoxid (ZnO) [99] oder Siliziumoxid (SiO_x) [100–103]. Der Zwischenreflektor sollte eine hohe elektrische Leitfähigkeit haben, um innerhalb der Zelle keinen hohen Serienwiderstand zu generieren. Des Weiteren sollte er zumindest als selektiver Filter fungieren, d. h. er sollte kurzwelliges Licht in die a-Si:H-Zelle zurück reflektieren und er sollte für langwelliges Licht möglichst transparent sein. Aus demselben Grund werden auch photonische Strukturen, wie z. B. Photonische Kristalle, als selektive und diffraktive Filter für die Dünnschichtsolarzelle erforscht [104–106]. Im Rahmen dieser Arbeit werden u. a. Zellen mit einer SiO_x -Schicht als Zwischenreflektor untersucht (siehe Kap. 6.3).

Auf Grund der schlechten Leitfähigkeit der a-Si:H-Schicht wird zwischen dem Glassubstrat und der a-Si:H-Zelle eine Schicht aus einem transparenten leitfähigen Oxid (TCO⁵) eingesetzt [107–109]. Da das Sonnenlicht von der Glasseite eintritt und das TCO somit den Frontkontakt darstellt, muss die Transparenz in einem möglichst breiten Spektrum gewährleistet sein. Geeignete Materialien sind Zinndioxid (SnO_2), Zinkoxid (ZnO) und Indium-Zinnoxid (ITO). Am Institut für Energieforschung 5 im Forschungszentrum Jülich wird besonders am ZnO geforscht. Dieses wird zur Verbesserung der Leitfähigkeit zusätzlich mit Aluminium dotiert (ZnO:Al) und nasschemisch geätzt [110, 111]. Das nasschemische Ätzen bewirkt eine stochastische Texturierung der Oberfläche und führt zur besseren Lichtführung.

⁵engl. transparent conductive oxide

Lichtführung in Dünnschichtsolarzellen

Ein weiteres wichtiges Konzept zur Reduzierung der Schichtdicken in der Solarzelle ist die Verwendung von rauen, bzw. texturierten Grenzflächen [112, 113]. Die rauen Grenzflächen sorgen zum einen für eine diffuse Streuung des Lichts in die Solarzelle hinein und zum anderen bewirken sie einen Lichteinfang durch die Führung des Lichts in der photovoltaisch aktiven Schicht. Es findet eine Verlängerung des Propagationsweges des Lichts statt, wodurch die Absorptionswahrscheinlichkeit merklich erhöht wird. Die Dicke der Schicht kann erheblich verringert werden, wodurch die Leistungsfähigkeit der Solarzelle erhöht wird [114]. Die Rauigkeit einer Oberfläche wird u.a. durch die sogenannte RMS⁶-Rauigkeit [115, 116]

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (z_i - \langle z \rangle)^2} \quad (2.45)$$

beschrieben. Sie gibt die mittlere quadratische Abweichung der Topographiehöhe z einer rauen Oberfläche von ihrem Mittelwert an. Die Entwicklung und die Implementierung lichteinfangender Strukturen ist somit eins der wichtigsten Arbeitsgebiete zur Optimierung von Dünnschichtsolarzellen. Dazu gehört insbesondere die Untersuchung der Streueigenschaften solcher Strukturen [117, 118]. Die maximale Absorptionsverstärkung, die durch Lichtführung in einer Schicht mit Dicke d in einer Umgebung mit einem Brechungsindex n thermodynamisch erreicht werden kann, beträgt im makroskopischen Limit $4n^2$ [119]. Dies entspricht der Grenze für die Absorptionsverstärkung, die sich auch aus Argumenten der geometrischen Optik ableiten lässt [120–122]. Für dünne Schichten reduziert sich der Faktor auf $2n^2$ und für Absorptionen an der Oberfläche auf den Wert n^2 .

⁶engl. *root mean square*

*Es ist nicht genug zu wissen, man muss auch anwenden.
Es ist nicht genug zu wollen, man muss auch tun.*

Johann W. Goethe

3 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel wird zunächst die Funktionsweise und der Aufbau des optischen Rasternahfeldmikroskops, das im Rahmen dieser Arbeit genutzt und weiterentwickelt wurde, vorgestellt. Wichtige Komponenten sind hierbei einzeln hervorgehoben. Die Präparation einer Nahfeldsonde und die Beschreibung verschiedener Messmodi schließen den ersten Abschnitt ab. Der zweite Abschnitt des Kapitels führt weitere optische Charakterisierungsmethoden ein, die im Rahmen dieser Arbeit von Bedeutung sind. Der letzte Abschnitt des Kapitels fasst wesentliche Punkte der Probenpräparation zusammen. Hierbei ist die Markierung von Messbereichen hervorgehoben. Anschließend findet eine Zusammenstellung der betrachteten Modellsysteme statt.

3.1 Optisches Rasternahfeldmikroskop

Ein optisches Rasternahfeldmikroskop (NSOM¹) basiert wie andere Rastermikroskope auf dem Abrastern einer Probenoberfläche durch eine geeignete Messsonde. Das NSOM in dieser Arbeit ist ein optisches Tieftemperatur-Rasternahfeldmikroskop, das unter Vakuumbedingungen operieren kann. Es ist im Wesentlichen ein Nachbau des von Behme *et al.* [123] entwickelten Mikroskops, das im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt und an die Messanforderungen angepasst wurde. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente sind sowohl die Tieftemperatur als auch die Vakuumbedingung nicht notwendig. Allerdings bietet die Vakuumkammer einen erheblichen Schutz vor äußeren Störeinflüssen, was sowohl die Stabilität als auch die Reproduzierbarkeit der Messungen verbessert. Des Weiteren ist das NSOM auf eine eigene schwingungsfreie Grundplatte montiert, um externe mechanische Schwingungen, die zu einer Zerstörung der NSOM-Spitze führen könnten, abzdämpfen. Das Messprinzip des NSOMs basiert auf einer metallbedampften Glasfaserspitze, die zeilenweise über die Probenoberfläche geführt wird. Dieses Abrastern der Oberfläche liefert sowohl die lokale topographische als auch die lokale optische Information. In Abb. 3.1 ist der Aufbau des NSOMs skizziert, wobei die Darstellung auf die wesentlichen Komponenten reduziert wurde. Das in dieser Arbeit am häufigsten verwendete Messprinzip kann wie folgt zusammengefasst werden. Die modulierten Laser beleuchten von der Rückseite die Probe (Messung in Transmission). Die NSOM-Spitze sammelt das transmittierte Licht ein (Sammlungsmodus), das über eine Glasfaserverbindung

¹engl. *near-field scanning optical microscope*, bzw. SNOM engl. *scanning near-field optical microscope*

zum Detektor geführt wird. Durch Lock-In-Technik werden die modulierten Laserwellenlängen voneinander getrennt und durch den Messrechner ausgewertet. Die Abstandsregelung und die damit verknüpfte Messung der Topographie wird mit Hilfe einer Stimmgabel über den sogenannten Scherkraftmechanismus realisiert. Im Folgenden werden einzelne Komponenten des Mikroskops vorgestellt und ihre Funktionsweisen erläutert.

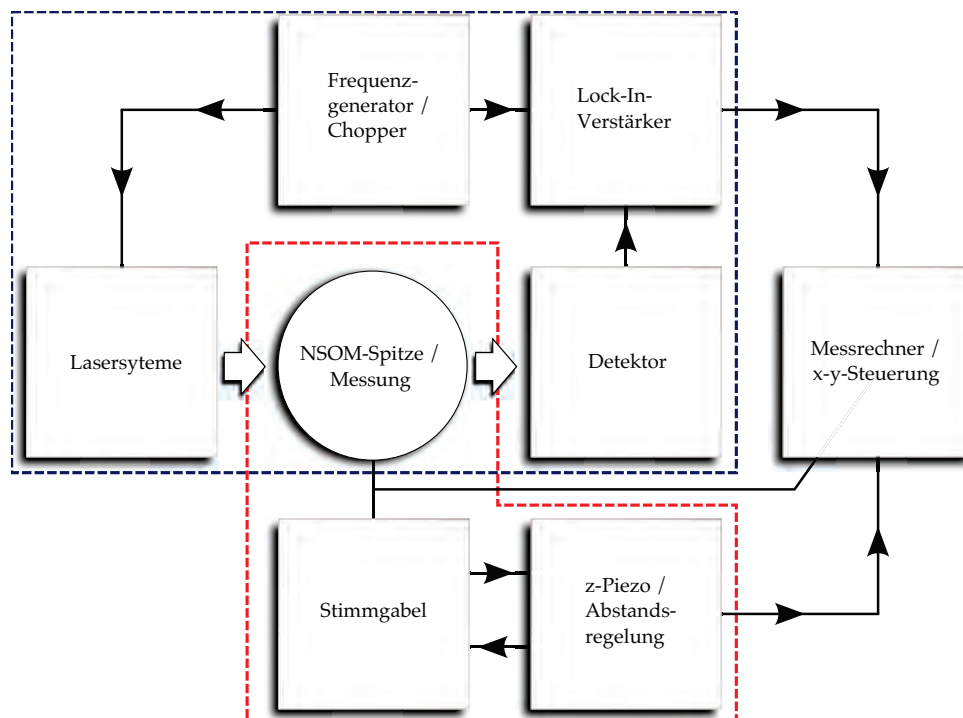
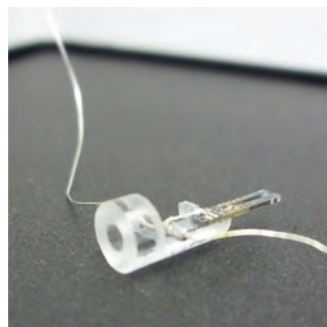


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des optischen Rasternahfeldmikroskops. Die blau umrandeten Komponenten sind für die optische Messung und die rot umrandeten Komponenten für die topographische Vermessung der Probenoberfläche verantwortlich.

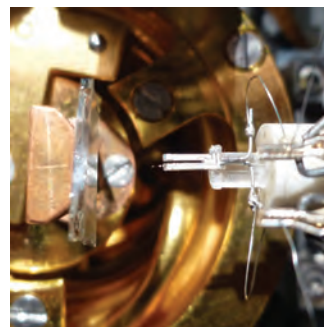
Nahfeldsonde

Die Nahfeldmikroskopie kann abhängig von der Fragestellung unterschiedlich umgesetzt werden (vgl. Kap. 2.2). Damit ist sowohl die Wahl als auch die Herstellung der Nahfeldsonde eng mit der zu untersuchenden Fragestellung verknüpft. In dieser Arbeit werden u.a. die optischen Nahfeldeffekte an stochastisch texturierten Oberflächen untersucht. Für diese Experimente fiel die Wahl auf eine Glasfaserspitze der Firma Veeco. Diese NSOM-Spitzen werden entsprechend ihren Anforderungen entweder durch Verjüngung aus einer Glasfaser gezogen [124] oder durch chemisches Ätzen hergestellt [125]. Erstere Methode sorgt für ein langes spitzes Zulaufen [126]. Die Transmission ist dadurch um drei bis vier

Größenordnungen geringer als bei chemisch geätzten Spitzen, deren Spitze einen deutlich größeren Kegelwinkel aufweist [127,128]. Die präparierte Glasfaser wird anschließend durch einen Metallfilm bis auf die Apertur optisch abgedichtet. Die in dieser Arbeit verwendeten kommerziellen Spitzen sind verjüngte und mit Aluminium bedampfte Glasfasern. Laut Herstellerangaben liegt der Durchmesser der Apertur bei 50 – 80 nm. Des Weiteren handelt es sich um eine Einmodenfaser für eine Wellenlänge von 633 nm, in der sich das Licht nur in einer einzigen geführten Mode ausbreitet. Für die Verwendung der Spitze im NSOM bedarf es weiterer Präparationsschritte. Die NSOM-Spitze wird auf einer im Vorfeld präparierten Quartzstimmgabel befestigt. Die Stimmgabel hat eine Resonanzfrequenz von 32,678 kHz und wird zuvor auf eine Halterung montiert und entsprechend kontaktiert (vgl. Abb. 3.2(a)). Ein Vorabebau und ein anschließender Test der Funktionalität der Stimmgabel gewährleistet, dass keine bereits defekte Stimmgabel beim Aufbringen der Glasfaser Verwendung findet. Sobald der Klebstoff erhärtet ist, kann die präparierte Spitze in das Mikroskop eingebaut werden (vgl. Abb. 3.2(b)). Das Anschweißen des rückwärtigen Endes der Glasfaser an eine zweite Glasfaser, die das eingesammelte Licht zum Detektor führt, schließt den Einbau der NSOM-Spitze ab.



(a)



(b)

Abbildung 3.2: (a) Präparierte und kontaktierte Quartzstimmgabel befestigt auf einer eigens konzipierten Halterung; (b) Halterung samt Glasfaser und Stimmgabel eingebaut im Mikroskop.

Abstandsregelung und topographische Messung

Von essentieller Bedeutung in der optischen Rasternahfeldmikroskopie ist die Abstandsregelung. Der Abstand zwischen Probenoberfläche und Nahfeldsonde muss möglichst gering sein. Er sollte unterhalb der Aperturgröße liegen, um ein möglichst hohes Auflösungsvermögen im Nahfeld zu erzielen (vgl. Kap 2.2). Für die Abstandsregelung existieren drei häufig angewendete Messmodi. Im einfachsten Fall findet keine dynamische Abstandsregelung statt, die Nahfeldsonde wird durch Piezos bis auf einen festen Abstand zur Oberfläche angenähert und

bleibt während der Messung auf dieser konstanten Höhe (CHM²). Dieser Messbetrieb ist allerdings bei einer Nahfeldmessung nur für sehr flache Oberflächen, die möglichst parallel zur Rasterebene ausgerichtet sein müssen, geeignet. Eine weitere Methode zur Abstandsregelung besteht darin, dass der Abstand anhand des optischen Signals nachgeregelt wird, indem die Intensität des detektierten Lichts konstant gehalten wird (CIM³). Diese Methode führt allerdings zu einer Überlappung von topographischer Information und optischer Eigenschaft der Probe. Im Rahmen dieser Arbeit findet diese Methode daher keine Anwendung.

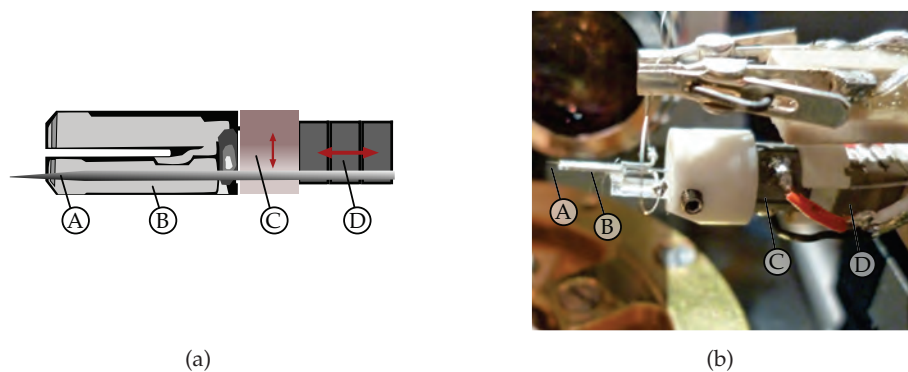


Abbildung 3.3: (a) Vereinfachte Skizze zum Aufbau, bzw. zur Funktionsweise der Abstandsregelung mit (A) Glasfaser Spitze, (B) Stimmgabel, (C) Dither-Piezo und (D) z-Piezo; (b) Bild des Aufbaus im Mikroskop.

Die Untersuchung von rauen Oberflächen verlangt ein System, das bei einer Messung dynamisch auf die Höhenunterschiede der Topographie reagiert, um einerseits einen konstanten Messabstand zur Probe zu gewährleisten und um andererseits eine Zerstörung der Spitze durch einen Zusammenstoß mit der Oberfläche zu vermeiden. Das Einhalten eines konstanten Abstandes (CDM⁴) beruht in vielen Mikroskopen auf den sogenannten Scherkraftmechanismus, der auch im NSOM dieser Arbeit Anwendung findet. Ausgangspunkt für die Funktionsweise der Abstandsregelung ist eine Schwingung der Nahfeldsonde mit einer ausgeprägten Resonanz [129–131]. Durch Störung dieser Resonanz auf Grund von Wechselwirkungskräften zwischen Nahfeldsonde und Oberfläche nimmt die Abstandsregelung die Gegenwart der Probe wahr und reguliert entsprechend den Abstand. Dazu ist die NSOM-Spitze auf einer Stimmgabel befestigt, wodurch beide ein oszillierendes System mit einer eigenen Resonanzfrequenz bilden. In Abb. 3.3 ist der Aufbau der Stimmgabel mit der Nahfeldsonde schematisch

²engl. *constant height mode*

³engl. *constant intensity mode*

⁴engl. *constant distance mode*

skizziert. Ein Dither⁵-Piezoelement (C) erzwingt eine laterale Schwingung des Systems. Die Stimmgabel selbst fungiert hierbei als Messinstrument. Eine Verstimmung ihrer Resonanz durch die Gegenwart einer äußeren Kraft, z. B. durch die Annäherung an eine Oberfläche, veranlasst die Abstandsregelung, den Abstand durch z-Piezos⁶ (D) zu erhöhen, bzw. zu verringern. Damit stellt die Verwendung einer Stimmgabel ein einfaches Verfahren dar, um die Resonanzamplitude zu messen. Diese liegt typischerweise bei einigen Nanometern [132, 133]. Für die Messungen im Nahfeld wurde ein Abstand von ca. 20 nm zwischen Nahfeldsonde und Probenoberfläche eingestellt. Das Abrastern der Probenoberfläche findet bei diesem konstanten Abstand statt. Die anliegende Spannung am z-Piezo liefert durch eine Kalibrierung den Höhenhub, den die Nahfeldsonde beim Abrastern an jedem Messpunkt erfährt. Dadurch ist die Topographie der Oberfläche durch die Abstandsregelung mit Hilfe des Scherkraftmechanismus messbar.

Beleuchtung und Detektion

Das NSOM kann prinzipiell in zwei Messmodi betrieben werden [134]. Im Beleuchtungsmodus⁷ wird das Licht über die Glasfaser der NSOM-Spitze eingekoppelt. Die Spitze selbst fungiert als Punktlichtquelle, indem sie die zu untersuchende Probe punktuell beleuchtet. Der Sammlungsmodus⁸ hingegen bedeutet, dass die Spitze das Licht, welches von der Oberfläche kommt, einsammelt. Beide Messmodi sind sowohl in Transmission als auch in Reflexion durchführbar. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind durch Messungen in Transmission im Sammlungsmodus gewonnen worden, da die Beleuchtung der Probe durch das Glassubstrat dem Lichtweg in einer Solarzelle entspricht. Im Folgenden wird daher vorrangig dieser Messaufbau beschrieben. Hierbei wird die Probe extern durch monochromatisches Laserlicht großflächig und möglichst homogen beleuchtet. Es stehen verschiedene Halbleiterlaser mit Wellenlängen zwischen 473 nm bis 780 nm zur Verfügung. Eine wichtige Weiterentwicklung des Mikroskopaufbaus im Rahmen dieser Arbeit besteht in der Möglichkeit, simultan Messungen bei mehreren Wellenlängen durchzuführen. Im aktuellen Aufbau können bis zu sechs Wellenlängen simultan gemessen werden. In Abb. 3.4 ist der Aufbau des Experiments schematisch skizziert. Jeder Laser wird einzeln entweder mechanisch oder elektronisch moduliert. Hierbei ist der Abstand der gewählten Frequenzen besonders wichtig, da nur so eine störungsarme Trennung der einzelnen Frequenzen durch die Lock-In-Verstärker erfolgen kann. Neutraldichtefilter (NDF) unterschiedlichen Abschwächungsgrades ermöglichen das individuelle Einstellen der Laserintensität für jede Wellenlänge. Diese sollte so gewählt sein, dass die Intensität am Detektor für alle Wellenlängen in der gleichen Größenord-

⁵to dither - zittern, zappeln

⁶Im NSOM sind drei Piezos der Firma Physik Instrumente eingebaut. Diese können einzeln hinzu geschaltet werden und ermöglichen zusammen einen maximalen Hub von $3 \times 2 \mu\text{m}$.

⁷engl. *illumination mode*

⁸engl. *collection mode*

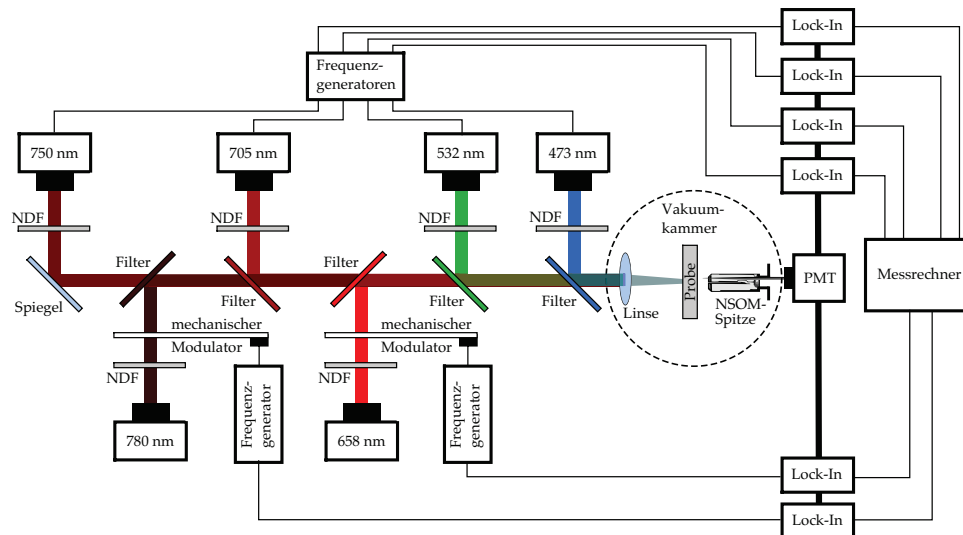


Abbildung 3.4: Aufbau des NSOMs bei der simultanen Messung von sechs Wellenlängen. Die Laser mit einer Wellenlänge von 658 nm und 780 nm werden mechanisch moduliert. Die anderen Lasersysteme können direkt über einen jeweiligen Frequenzgenerator elektronisch moduliert werden. Durch eine geeignete Wahl von Neutraldichtefiltern (NDF) ist ein Einstellen der Laserintensitäten möglich.

nung ist, da sonst ein starkes Übersprechen und somit Störungen bei der Trennung der Wellenlängen auftreten. Eine geschickte Anordnung von dichroitischen Spiegeln, bzw. Filtern, Notchfiltern sowie Kantenfiltern ermöglicht, dass alle sechs Wellenlängen auf eine gemeinsame optische Achse gebracht werden können. Sind die einzelnen Laserstrahlen auf eine gemeinsame optische Achse gebracht und durch eine Linse entsprechend fokussiert, so beleuchten sie die Rückseite der Probe. Das transmittierte Licht, dazu gehört sowohl der propagierende als auch der evaneszente Anteil, wird beim Abrastern der Oberfläche durch die Nahfeldsonde eingesammelt und per Glasfaser zum Detektor geführt. Der Detektor ist ein GaAs-PMT⁹ der Firma Hamamatsu. Dessen Messsignal wird von den Lock-In-Verstärkern anhand der Modulationsfrequenz einer Wellenlänge zugeordnet und entsprechend zur Datenspeicherung und Auswertung an den Messrechner weitergegeben. Für Messungen, die eine hohe Messsensibilität erfordern, z. B. bei Proben mit schwacher Transmission, ist es möglich, eine Photonen-zählung durchzuführen. Der Detektor gibt für jedes eingehende Photon einen Puls aus, der durch ein Zählgerät gezählt wird. Das spätere NSOM-Bild gibt dann für jeden Messpunkt die dortige Anzahl an gemessenen Photonen wieder. Die Genauigkeit dieser Methode wird durch die Totzeit des Detektors und durch die Dunkelzählrate, die in diesem Aufbau typischerweise unter 100 Photonen pro

⁹engl. *photomultiplier tube*

Sekunde liegt, bestimmt. Nachteilig an dieser Methode ist, dass pro Messung nur eine Wellenlänge untersucht werden kann, bzw. dass die Separation von verschiedenen Wellenlängen mit nur einem Detektor nicht möglich ist.

Nah- und Fernfeldmessungen

In dieser Arbeit werden Messungen im Nahfeld also direkt an der Probenoberfläche bis hin zum Fernfeld¹⁰ vorgestellt. Die Messungen im Nahfeld werden bei einem konstanten Abstand von ca. 20 nm zwischen Probe und NSOM-Spitze durchgeführt. Das Abrastern der Oberfläche führt ein Nanocube der Firma Physik Instrumente aus, der ein maximales Messfeld von $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ ermöglicht. Typischerweise werden allerdings Messfelder in der Größe von $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$ mit 300×300 Pixel untersucht, da sich diese Größe als geeignet für die zu untersuchenden Strukturen heraus gestellt hat. Hierbei ist insbesondere die Messzeit eine limitierende Größe. Messungen, die mehrere Stunden oder sogar Tage dauern, setzen ein sehr stabiles System voraus. Das in dieser Arbeit verwendete NSOM erweist sich als äußerst stabil, so können auch längere Messreihen durchgeführt werden. Trotzdem kann bereits eine kleine Verkipfung der Probe bei einem großen Messfeld zu einem erheblichen Höhenunterschied führen, der nicht entsprechend durch den z-Piezo ausgeglichen werden kann. Es könnte dadurch zur Zerstörung der Spitze kommen. Ein mosaikartiges Zusammensetzen kleinerer Messfelder umgeht dieses Problem. Des Weiteren können damit große Messfelder mit einer hohen Auflösung zusammen gestellt werden. Diese sind insbesondere bei der Auswertung von Streuteilen mittels Fourieranalyse interessant, da ein hohes Auflösungsvermögen im Frequenzraum nur durch ein ausreichend großes Messfeld erreicht wird. Nichtsdestotrotz ist eine angepasste Messdauer allgemein wünschenswert. Hierzu gehört die simultane Vermessung bei mehreren Wellenlängen, die in diesem Zusammenhang eine wichtige Weiterentwicklung des Mikroskops ist. Zum einen wird die Messzeit erheblich verkürzt, da die Messung nicht für jede Wellenlänge separat durchgeführt werden muss, und zum anderen sind die Messungen verschiedener Wellenlängen direkt vergleichbar.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen u.a. eine Grundlage für Simulationen sein. Dazu muss die Energiedichteverteilung des elektrischen Felds durch NSOM-Messungen sowohl an der Probenoberfläche als auch im Fernfeld bestimmt werden, um diese mit Simulationsergebnissen vergleichen zu können. An der Probenoberfläche im Nahfeld beginnend wird die NSOM-Messung im gleichen Messfeld wiederholt. Bei jeder Wiederholung vergrößert der Nanocube den Abstand zwischen Oberfläche und NSOM-Spitze. Die erste Messung ist zunächst eine übliche Nahfeldmessung und die Abstandsregelung arbeitet im CDM. In den darauf folgenden Messungen versucht die Abstandsregelung durch den z-Piezo die Abstandsvergrößerung durch den Nanocube auszugleichen. Sobald dies nicht mehr möglich ist, verharrt der z-Piezo auf einer konstanten Position und die Ab-

¹⁰ Abstand zwischen NSOM-Spitze und Oberfläche beträgt einige Mikrometer.

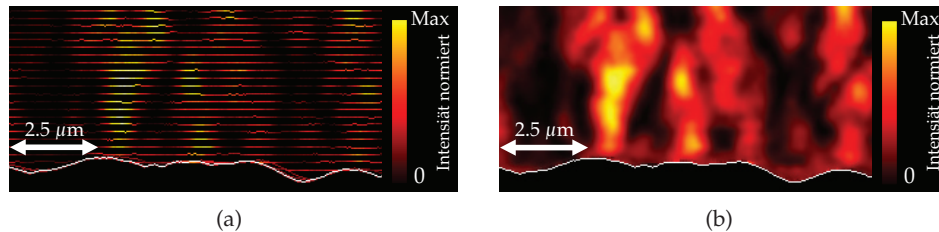


Abbildung 3.5: (a) Profilansicht nach Stapelung der einzelnen Messungen und (b) interpoliertes Höhenprofil. Fehlende Bereiche werden durch eine lineare Interpolation aufgefüllt. Gezeigt ist exemplarisch eine Messzeile bei einer Wellenlänge von 705 nm, wobei die weiße Linie die gemessene Topographie kennzeichnet. Die Größe des Messfelds beträgt $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$.

standsregelung arbeitet im CHM. Abhängig von der Schrittweite und von der Anzahl der Messungen entsteht ein dreidimensionales Abbild der Intensitätsverteilung oberhalb der Probenoberfläche. Hierbei spielt die Stabilität der Messung eine wesentliche Rolle, da derartige Messungen abhängig von der Auflösung, bzw. Schrittweite mehrere Tage in Anspruch nehmen. In einer anschließenden Auswertung werden die einzelnen Messungen in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche zu einem Würfel zusammen gelegt. Eine Korrektur evtl. auftretender Driften geschieht, indem die Messebenen lateral oder auch vertikal, abhängig von der Art der Drift, verschoben werden. In Abb. 3.5(a) ist exemplarisch ein Stapel von Messebenen in der Profilansicht gezeigt. Jede NSOM-Messung wird in der Profilansicht durch eine Linie dargestellt. Um ein vollständiges Bild zu erhalten, ist ein Auffüllen der leeren Bereiche zwischen den Messungen durch eine lineare Interpolation notwendig (vgl. Abb. 3.5(b)). Hierbei wird lediglich ein kontinuierlicher Übergang von einer Höhenlinie zur anderen bestimmt. Durch eine Verringerung der Schrittweite, bzw. durch eine Erhöhung der Dichte an Ebenen ist eine Verbesserung der Qualität der Höhenprofile möglich. Eine Schrittweite von 200 nm hat sich allerdings als guter Kompromiss zwischen Qualität und Messdauer heraus gestellt. Damit liefert das Ergebnis einer solchen Messreihe eine vollständige, dreidimensionale Darstellung der Intensitätsverteilung oberhalb der Probe für die jeweilige untersuchte Wellenlänge.

3.2 Optische Charakterisierungsmethoden

In diesem Abschnitt werden kurz die optischen Charakterisierungsmethoden umrissen, die im Rahmen dieser Arbeit ergänzend zu den NSOM-Untersuchungen durchgeführt wurden. Eine detaillierte Beschreibung dieser Methoden ist in den angegebenen Referenzen zu finden.

Transmissions- und Reflexionsmessung

Zur Untersuchung der makroskopischen optischen Eigenschaften werden die Transmissions- und Reflexionsspektren der Proben im Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 1300 nm untersucht. Das Zweistrahl-Spektrometer LAMBDA 950 der Firma PerkinElmer besitzt eine Ulbricht-Kugel, deren Innenwände aus einem stark reflektierenden Material bestehen. Dadurch besteht die Möglichkeit, neben dem spekularen Anteil auch den diffus gestreuten Anteil des Lichts zu vermessen. Die Beleuchtung der Probe von der Glassubstratseite entspricht analog zur NSOM-Messung dem Lichtweg in der Solarzelle. Eine zusätzliche Messung ohne Probe ermöglicht eine absolute Normierung der Spektren. Die gesamte Transmission T , bzw. die gesamte Reflexion R ergibt sich danach aus dem Quotient der gemessenen Intensität mit Probe und der Intensität ohne Probe. Da auf Grund der Ulbricht-Kugel die gesamte Intensität eingesammelt wird, kann über die Beziehung

$$A + T + R = 1 \quad (3.1)$$

die Absorption A der Probe bestimmt werden.

Photothermische Deflektionsspektroskopie

Die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten einzelner Dünnschichten beruht auf Messungen der Photothermischen Deflektionsspektroskopie (PDS) [135–138]. Die PDS-Messung ermöglicht die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten auch nahe der Bandlücke eines Halbleiters, wo eine genaue Bestimmung von α durch Transmissions- und Reflexionsmessungen nur schwer zugänglich ist. Dazu wird in der PDS die nicht-strahlende Rekombination der absorbierten Photonen ausgenutzt, indem die vom Halbleiter abgegebene Wärme an seine Umgebung gemessen wird. Hierfür befindet sich die zu untersuchende Probe in einem flüssigen Medium mit einer hohen Wärmekapazität und einer geringen Wärmeleitfähigkeit. Ein geeignetes Deflektionsmedium ist Tetrachlormethan (CCl_4), da der Brechungsindex von CCl_4 stark von der Temperatur abhängt. Diese Eigenschaft wird in der PDS ausgenutzt, indem die Probe senkrecht mit monochromatischem und durchstimmbarem Licht beleuchtet wird. Die Absorption des Lichts durch die Probe und die anschließende Abgabe der Wärme an die Flüssigkeit bildet einen Temperaturgradienten und eine damit verbundene Änderung des Brechungsindex aus. Ein parallel zur Probenoberfläche ausgerichteter Laserstrahl wird beim Durchqueren der Flüssigkeit auf Grund des Unterschieds im Brechungsindex abgelenkt. Die Messung dieser Ablenkung ist direkt proportional zur Absorption der Probe. Sind Schichtdicke und Brechungsindex bekannt, so wird mit der simultan durchgeführten Transmissionsmessung der Absorptionskoeffizient bestimmt.

Spektroskopische Ellipsometrie

Die Spektroskopische Ellipsometrie (SE) [139, 140] ermöglicht die Bestimmung vieler interessanter und wichtiger Eigenschaften einer Dünnschicht. Da anhand

ihrer Messung auf die dielektrische Funktion eines Materials zurück geschlossen werden kann, ist diese Art der optischen Untersuchung ein mächtiges und bedeutendes Werkzeug in der optischen Charakterisierung. Im Rahmen dieser Arbeit ist insbesondere die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge von Bedeutung, da der Brechungsindex der Schichten ein wesentlicher Parameter in Simulationen von Solarzellen darstellt [141]. Dazu wird die Probe mit monochromatischem und polarisiertem Licht unter einem Einfallswinkel φ bestrahlt. Das Ellipsometer bestimmt dann anhand der ellipsometrischen Winkeln Δ und Ψ die Änderung des Polarisationszustandes auf Grund der Reflexion des Lichts an der Probe. Hierbei kommt die Amplitudendämpfung durch den Winkel Ψ und die Phasenverschiebung durch den Winkel Δ zum Ausdruck. Durch ein Anpassen entsprechender Schichtmodelle (Einfügen von Oszillatoren, z. B. harmonischen Oszillatoren) wird die dielektrische Funktion des Materials bestimmt. Im IEF-5 wird zur Untersuchung der Schichteigenschaften das phasenmodulierte Ellipsometer UVISEL der Firma Horiba verwendet. Es arbeitet in einem Energiebereich zwischen 0,75 eV und 5,00 eV bei einer Auflösung von $5 \cdot 10^{-3}$ eV. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus und der Messmethodik ist in den Ref. [142, 143] zu finden.

Winkelaufgelöste Spektroskopie

Streuwinkelbewertungen aus NSOM-Messungen im Nah- und Fernfeld sowie aus Topographiedaten werden mit Ergebnissen aus der winkelaufgelösten Spektroskopie (ARS¹¹) verglichen. Für die ARS-Messungen steht ein FT-IR Spektrometer der Firma BRUKER zur Verfügung. Die Probe wird wiederum von der Seite des Glassubstrats aus mit einer Lichtquelle mit einem breiten Spektrum beleuchtet, um alle Wellenlänge der NSOM-Messungen zu erfassen. Das transmittierte Licht wird durch eine Photodiode, die sich auf einem beweglichen Arm befindet, gemessen. Während einer Messung wird die Photodiode in 1,8° Schritten um die Probe herum bewegt. An jeder Winkelposition wird ein Transmissionsspektrum zwischen 400 nm und 1000 nm aufgenommen. Für die winkelaufgelöste Streuung einer speziellen Wellenlänge muss aus jedem Spektrum die gewünschte Wellenlänge entnommen werden. Unter der Annahme, dass das Streuverhalten der Schicht axialsymmetrisch ist, kann aus der Messung in der Ebene auf das Streuverhalten im gesamten Raum geschlossen werden. Eine anschließende Auftragung der normierten Intensität gegen den Winkel liefert die winkelaufgelöste Streuung.

3.3 Probenpräparation / -aufbau

Im diesem letzten Abschnitt des Kapitels werden zunächst die untersuchten Dünnschichtsysteme beschrieben. Des Weiteren wird eine Präparation der Pro-

¹¹engl. *angular resolved scattering*

benoberfläche zur Markierung untersuchter Messfelder vorgestellt und ein Vergleich zwischen Topographiemessungen am Rasterkraftmikroskop (AFM¹²) und am NSOM gezogen. Abschließend wird auf die Präparationsschritte zur experimentellen Variation der Oberflächengestalt eingegangen (vgl. Ergebnisdiskussion in Kap. 6.2).

Aufbau und Herstellung der untersuchten Dünnschichtsysteme

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung der optischen Eigenschaften von rauen, bzw. stochastisch texturierten TCO-Oberflächen (Kap. 5). Hierfür stehen in erster Linie die am IEF-5 hergestellten ZnO:Al-Schichten zur Verfügung. Diese werden durch einen Sputterprozess (Magnetron-Sputtern oder reaktives Sputtern¹³) auf ein 1 mm dickes Glassubstrat bei einem Druck von ca. 10^{-3} mbar und einer Temperatur von ca. 300 °C aufgetragen. Die Schichtdicke des ZnO:Al beträgt ca. 1 µm. Eine anschließende Behandlung der Oberfläche mit stark verdünnter Salzsäure (0,5 %) bei Raumtemperatur führt zur stochastischen Texturierung. Die Art, bzw. Stärke der Texturierung ist maßgeblich durch die Ätzdauer bestimmt. Die standardmäßige Ätzdauer liegt zwischen 35 s und 40 s.

Neben dieser standardisierten Oberfläche des IEF-5 stehen Typ III ZnO-Schichten aus Ref. [117], mit dem LP-CVD¹⁴-Verfahren gewonnene Schichten des IMT Neuchâtel [145, 146] und kommerzielle SnO₂-Schichten (Asahi-U) von der Firma Asahi Glass zur Verfügung. Sowohl bei den Neuchâtel-Proben als auch bei den Asahi-U-Gläsern entsteht die Texturierung direkt durch die Deposition. Dies ist auch bei ZnO-Schichten prinzipiell möglich [23].

Die in dieser Arbeit untersuchten Dünnschichtsysteme bilden eine komplette a-Si:H-Zelle ab. Des Weiteren werden Systeme untersucht, die eine SiO_x-Schicht als Zwischenreflektor und eine µc-Si:H-Schicht als Abschluss haben. Diese Systeme entsprechen in ihrer Schichtenfolge einer typischen Dünnschichtsolarzelle des IEF-5. Die Schichten sind durch das PECVD¹⁵-Verfahren [147] in der Sechskammeranlage des Instituts angefertigt worden¹⁶.

Markierung von Proben und AFM-Messung

Das NSOM bietet prinzipiell die Möglichkeit, Topographie und Optik simultan zu vermessen. Während das optische Auflösungsvermögen von den Abmessungen der Apertur abhängt, ist die Darstellung der Topographie mit der Geometrie der Spitze verknüpft. Eine Nahfeldsonde mit Apertur stellt im nanoskopischen

¹²engl. *atomic force microscope*, bzw. SFM engl. *scanning force microscope*

¹³Eine ausführliche Behandlung der Sputterprozesse ist in den Ref. [110, 117, 144] zu finden.

¹⁴engl. *low pressure chemical vapour deposition*

¹⁵engl. *plasma enhanced chemical vapour deposition*

¹⁶Einige Proben wurden im Rahmen der Diplomarbeit von T. Grundler [103] angefertigt.

Sinne eine vergleichsweise stumpfe Spitze dar. Dies führt im Allgemeinen zu einer deutlich schlechteren Abbildung der Oberflächenstruktur. Bei stochastisch texturierten ZnO:Al-Schichten sind zwei wesentliche Abbildungsfehler zu beobachten. Zunächst führt die endliche Abmessung der Spitze dazu, dass nicht alle Kraterstrukturen der Oberfläche vollständig durchfahren werden können. Dieser Effekt tritt insbesondere bei kurzgeätzten Oberflächen auf, deren Kraterdurchmesser sehr klein sind. Bei Standardoberflächen sowie bei Proben mit einer langen Ätzdauer tritt dieser Effekt allerdings deutlich abgeschwächt auf. Ist die Qualität der Spitze hoch genug, so ist ein solcher Abbildungsfehler bei dieser Art von Oberflächen nicht beobachtbar. Ein weiterer Abbildungsfehler besteht in der Abrundung der Kraterränder. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, dass die Kraterränder zum Teil sehr spitz zusammenlaufen und die Strukturen an der Oberfläche stellenweise deutlich spitzer als die Nahfeldsonde sind. Die Oberflächenstrukturen werden mit der Geometrie der Nahfeldsonde gefaltet. In Abb. 3.6(a) ist eine solche Topographie einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche zu sehen. Ist die topographische Qualität der Spitze nicht ausreichend, so werden die Täler stark verengt und die Kraterränder stark abgerundet darge-

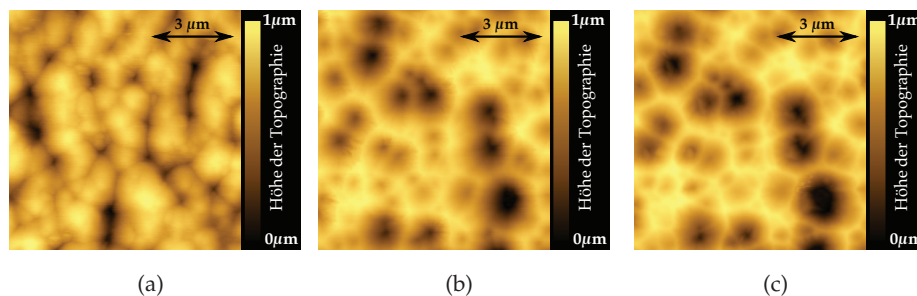


Abbildung 3.6: Topographien einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche.
 (a) Oberfläche aufgenommen mit einer topographisch schlechten und
 (b) mit einer sehr guten NSOM-Spitze¹⁷. Beide Spitzen weisen eine vergleichbare optische Auflösung auf. (c) AFM-Messung im Messfeld von (b). Die Größe des Messfelds beträgt jeweils $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$.

stellt. Eine qualitativ hochwertige NSOM-Spitze hingegen bildet die Kraterstrukturen der Oberfläche (Abb. 3.6(b))¹⁷ sehr gut ab, was der direkte Vergleich mit einer AFM-Messung (Abb. 3.6(c)) zeigt. Trotzdem können topographisch schlechte Spitzen ein hohes optisches Auflösungsvermögen haben, bzw. Topographien aus Nahfeldmessungen liegen qualitativ meist zwischen den beiden in Abb. 3.6 gezeigten Extremen. Wie bereits durch Abb. 3.6(c) angedeutet, wäre daher eine zusätzliche Vermessung der Topographie durch ein AFM hilfreich. Im IEF-5 steht das AFM NANOSTation 300 der Firma Surface Imaging Systems zur Verfügung.

¹⁷ Abb. 3.6(a) und Abb. 3.6(b) zeigen nicht dasselbe Messfeld!

Das AFM gehört wie das NSOM zur Familie der Rastersondenmikroskope. Eine Siliziumspitze mit einem Spitzenradius von ca. 10 nm befindet sich auf einem Federbalken und rastert die Oberfläche ab. Das AFM wird im IEF-5 im intermittierenden Modus (ICM)¹⁸ betrieben. Hierbei findet eine externe Anregung bei einer festen Frequenz nahe der Resonanzfrequenz des Federbalkens statt. Die Änderung der Resonanzfrequenz auf Grund von Wechselwirkungskräften zwischen der Spitze und der Oberfläche liefert somit das Signal zur Abstandsregelung. Durch das höhere Auflösungsvermögen bietet das AFM bessere Möglichkeiten zur Untersuchung von texturierten Oberflächen. Dieser Vorteil liegt insbesondere dann vor, wenn die Oberflächenstruktur sehr klein und spitz ist, z. B. beim Asahi-U Glas. Eine Herausforderung besteht nun darin, die optischen Daten aus der NSOM-Messung mit den topographischen Daten aus den AFM-Messungen zu verbinden. Hierzu wird eine Markierung oder Kennzeichnung des Messfelds benötigt, die zum einen makroskopisch ist, um einen Einbau der Probe ins jeweilige Mikroskop zu gewährleisten, und zum anderen muss sie mikroskopisch sein, um ein Wiederfinden der wenige Mikrometer großen Messfelder zu ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit ist daher eine Doppelmarkierung entwickelt worden, die aus zwei rechten Winkeln besteht. Die Struktur wird mit einem Nd:YAG Laser der Powerlite Serie von der Firma Continuum bei einer Wellenlänge von 532 nm auf die Probe geschrieben, indem die Schicht abgetragen wird. Der fokussierte Laserstrahl bemsst einen Strahldurchmesser von ca. 5 μm , was ungefähr der Linienbreite der eingeschriebenen Struktur entspricht. In Abb. 3.7(a) ist die Markierung auf der Probe schematisch dargestellt. Der große Winkel besteht aus zwei Armen, die jeweils 2 mm bemessen. Diese Größe reicht aus, um eine Positionier-

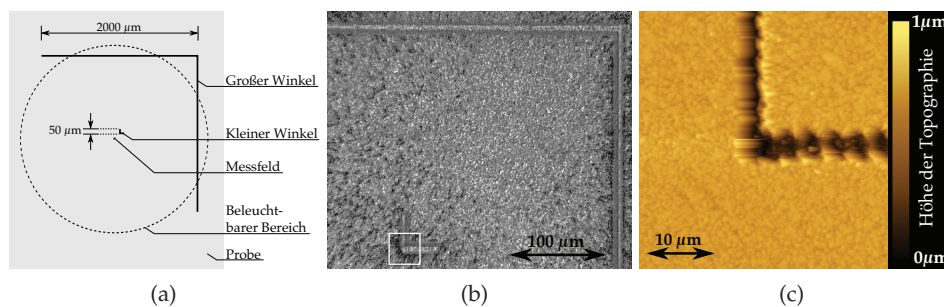


Abbildung 3.7: (a) Schematische Darstellung der Markierung und ihrer Positionierung. (b) Markierung in einer lichtmikroskopischen Aufnahme. Das weiße Quadrat markiert das Messfeld der AFM-Messung in (c). Die Größe des Messfelds beträgt 40 $\mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$.

ung der Probe auf dem Probenhalter per Auge durchführen zu können. Ein kleinerer Winkel, der sich in der Mitte der aufgespannten Fläche befindet, bemisst

¹⁸engl. *intermittent contact mode*

50 μm für jeden Arm und ermöglicht die mikroskopische Orientierung. Die Ecke des kleineren Winkels dient hierbei einerseits als Bezugspunkt und andererseits als Pfeil, der in Richtung des Messfeldes zeigt. Unter lichtmikroskopischer Beobachtung wird die Spitze sowohl im AFM als auch im NSOM in den gewünschten Messbereich bewegt. Ein Abstand von 30 μm zwischen der Markierung und dem Messfeld hat sich als ausreichend herausgestellt, um auftretende Störeinflüsse auf Grund der Markierung zu vermeiden. In Abb. 3.7(b) ist eine lichtmikroskopische Aufnahme der Markierung und in (c) eine AFM-Messung der Ecke, die als Bezugspunkt dient, zu sehen.

Variation der Oberflächengestalt

Durch eine gezielte Variation der Oberflächengestalt kann die Absorption in einer a-Si:H-Schicht deutlich verbessert werden (vgl. Kap. 6.2). Eine solche gezielte Manipulation der Struktur soll dazu experimentell umgesetzt werden. In Abb. 3.8(a) und (b) sind die Präparationsschritte skizziert. In einer Probenserie werden Glassubstrate mit einer 1 μm dicken ZnO:Al-Schicht unterschiedlich lang mit verdünnter Salzsäure behandelt. Die unterschiedliche Ätzdauer bewirkt ein unterschiedliches Ausbilden von Kraterstrukturen. Anschließend findet eine weitere Deposition von ZnO:Al statt. Die resultierende Struktur (Abb. 3.8(c)) sollte danach der Standardstruktur mit aufgefüllten Kratern (Abb. 3.8(d)) entsprechen.

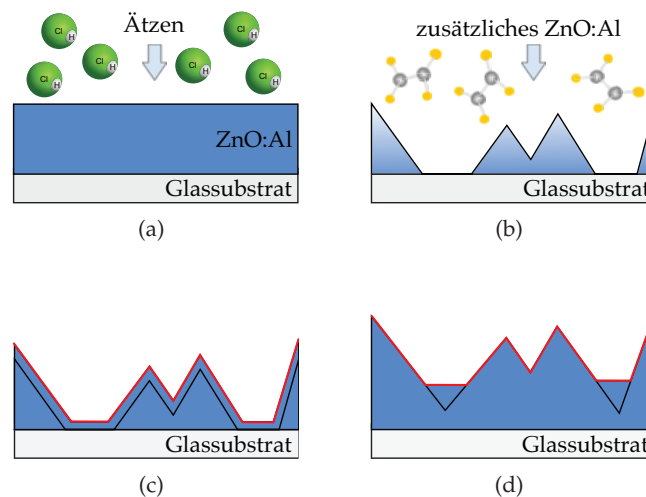


Abbildung 3.8: (a) Nasschemisches Ätzen der ZnO:Al-Schicht und (b) erneute Deposition von ZnO:Al. (c) Das Ergebnis dieser Präparation sollte eine Topographie liefern (rote Linie), die dem Auffüllen der Täler (d) entspricht.

Die Erstellung einer Probenserie, bestehend aus unterschiedlich lange geätzten Oberflächen, sollte verschiedene Grade der Auffüllung simulieren. Durch den Vergleich einer AFM-Messung vor und einer AFM-Messung nach der zweiten

ZnO:Al Deposition wird gewährleistet, dass die erneute Deposition die Oberflächenstruktur nicht signifikant ändert. In Abb. 3.9 sind exemplarisch zwei AFM-Messung gegenüber gestellt, die dasselbe Messfeld einer 70 s geätzten ZnO:Al-Oberfläche vor und nach der zweiten Deposition zeigen. Beide AFM-Messungen liefern ein nahezu identisches Abbild der Oberflächenstruktur. Damit ist gezeigt, dass durch die zweite Deposition keine signifikante Änderung der

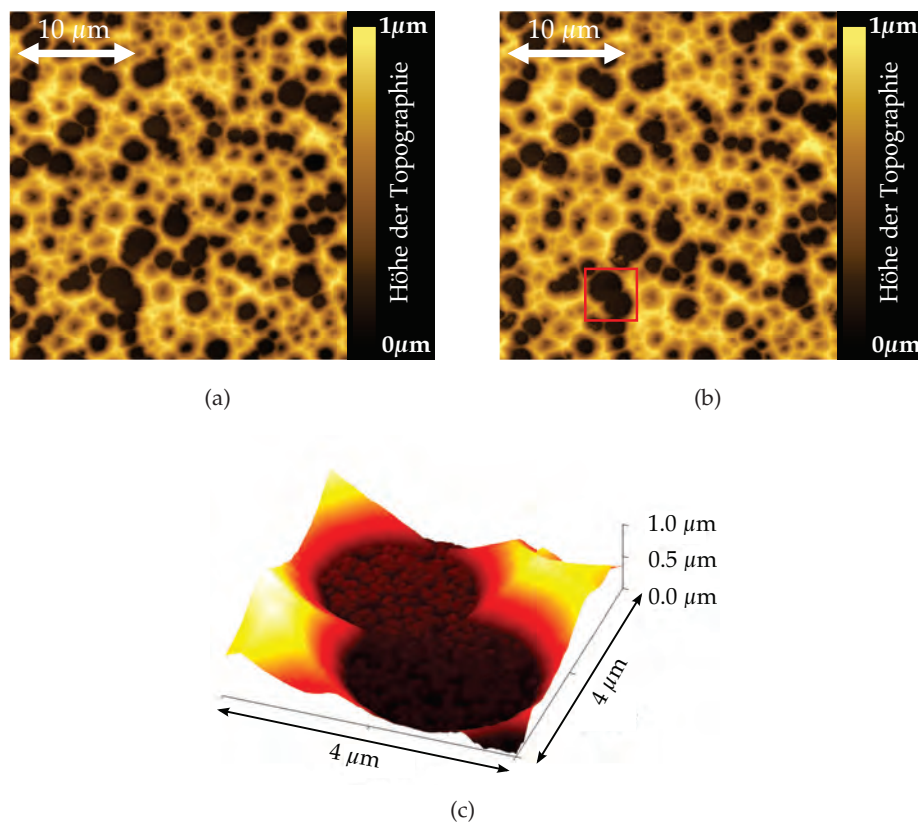


Abbildung 3.9: (a) AFM-Topographie einer 70 s geätzten ZnO:Al-Oberfläche; (b) AFM-Topographie nach erneuter Deposition von ZnO:Al. Die Größe des Messfelds beträgt $30\text{ }\mu\text{m} \times 30\text{ }\mu\text{m}$. (c) 3D-Darstellung einer hochauflösenden AFM-Messung der in (b) markierten Kraterstruktur. Auf dem Glassubstrat bildet sich im Kraterinneren eine raue ZnO:Al-Oberfläche aus.

Topographie stattfindet. Jedoch ist im Kraterinneren eine raue ZnO:Al-Oberfläche zu erkennen (Abb. 3.9(c)). Diese raue Struktur ist überall dort zu finden, wo das TCO bis auf das Glassubstrat weggeätzt wurde. Damit weicht sie von einer glatten Struktur im Kraterinneren, die durch eine ideale Auffüllung der Krater

erreicht würde, ab. Des Weiteren werden die optischen Nahfelduntersuchungen in Kap. 6.2 zeigen, dass dieses Verfahren keine reine Auffüllung der Oberflächen-gestalt liefert.

4 Simulations- und Auswertungsmethoden

Der erste Teil dieses Kapitels umreißt kurz die Finite-Differenzen-Methode im Zeitbereich (FDTD¹) und hebt einige Aspekte und ihre Bedeutung für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit hervor. Für eine ausführliche Einführung sei auf die angegebenen Referenzen verwiesen. Im zweiten Teil des Kapitels wird kurz das Auswertungsverfahren mittels Fourieranalyse beschrieben. Die Ergebnisse der Fourieranalyse ermöglichen einen Einblick in das orts- und winkelaufgelöste Streuverhalten von rauen Oberflächen.

4.1 FDTD-Simulation

Die Ergebnisse der optischen Nahfelduntersuchungen dieser Arbeit dienen als Grundlage für weiterführende dreidimensionale FDTD-Simulationen [30]. Hierbei sind sowohl die gemessene Topographie als auch die vorab bestimmten optischen Daten der untersuchten Dünnschichtsysteme bedeutende Eingabeparameter. Dadurch soll eine möglichst realitätstreue Nachahmung der elektromagnetischen Propagation im betrachteten Dünnschichtsystem erreicht werden. Die FDTD-Simulationen werden im Rahmen des DFG-Projektes Nanosun und des BMBF-Projektes Nanovolt vom Projektpartner, dem Institut für Festkörpertheorie und -optik an der Universität Jena, erstellt und am Jülicher Supercomputing Centre gerechnet. Das Verfahren zur FDTD-Simulation wurde erstmals 1966 von K. S. Yee [148] vorgeschlagen und stellt eine erfolgreiche Methode zur rigorosen Berechnung der Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen (Gl. 2.1-4) dar. Die Methode teilt zum einen Raum und Zeit in ein Gitter, bestehend aus diskreten Punkten, ein. Zum anderen werden die räumlichen und zeitlichen Ableitungen in den Maxwell'schen Gleichungen durch Differenzengleichungen ersetzt. Die Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder erfolgt dann schrittweise, indem das Feld zum Zeitpunkt t aus dem Feld zum Zeitpunkt $t - \Delta t$ berechnet wird [149]. Somit wird das Feld an einem Gitterpunkt zum nächsten Zeitpunkt vollständig aus dem Feld der umliegenden Gitterpunkte und dem am Ort vorangegangenen Feld bestimmt. Das Lösen der Differentialgleichungen für dispersive Medien erfordert eine Zusammenlegung der raum- und zeitabhängigen Felder mit der frequenzabhängigen dielektrischen Funktion. Hierfür wird die dielektrische Funktion (Gl. 2.15a) typischerweise per Fouriertransformation in eine

¹engl. *finite-difference time-domain*

Raum-Zeit-Abhängigkeit überführt und anschließend diskretisiert.

Die räumliche Diskretisierung in den in dieser Arbeit gezeigten Simulationsergebnissen beträgt 15 nm für alle Raumrichtungen. Die betrachteten Messfelder werden in der x-y-Ebene periodisch fortgesetzt. Bis auf wenige Randeffekte, die nach der Simulation entfernt werden können, haben die periodischen Randbedingungen auch für kleine Messfelder keinen nennenswerten Einfluss auf die beobachtbaren Phänomene [150]. Der NSOM-Messung entsprechend findet in z-Richtung eine Beleuchtung mit ebenen Wellen durch das Glassubstrat statt. Die ebenen Wellen sind hierbei linear in x-Richtung polarisiert. Allerdings ist in den gezeigten Ergebnissen keine nennenswerte Abhängigkeit von der Polarisation zu beobachten [151]. Des Weiteren werden die betrachteten Dünnschichtsysteme bezüglich der optischen Konstanten als homogen und isotrop angesehen.

Der Vergleich von FDTD-Simulationen mit den NSOM-Messungen wird zeigen (vgl. Kap. 5.2), dass trotz einiger vereinfachter Annahmen, wie z. B. der Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen Nahfeldsonde und Oberfläche, die FDTD-Simulation ein hervorragendes Abbild der Physik in Dünnschichtsolarzellen liefert. Dennoch bleiben dreidimensionale FDTD-Simulationen, die möglichst realitätsnah gerechnet werden sollen, trotz des erheblichen Leistungszuwachs von Supercomputersystemen sehr aufwendig bzw. rechenintensiv.

4.2 Fourieranalyse

In einer NSOM-Messung ist sowohl der Anteil des propagierenden als auch der Anteil des evaneszenten Lichts enthalten. Wie bereits in Kap. 2.1 erläutert, können mit Hilfe der Fourieranalyse diese Anteile separiert werden. Darüber hinaus bietet die Fourieranalyse die Möglichkeit, sowohl aus den optischen NSOM-Messungen als auch aus den Topographiedaten eine orts- und winkelaufgelöste Streuung zu ermitteln. Zur Verdeutlichung der dazu notwendigen Interpretation der Messergebnisse ist in Abb. 4.1 das Prinzip der Streuung an einer rauen Oberfläche skizziert. Auf Grund der stochastisch texturierten Oberfläche werden die Wellenfronten des einfallenden Lichts (schwarze Linien) unter ihrem lokalen Streuwinkel θ_{sca} gestreut. In der hier vereinfachten Darstellung sei nur die Streuung unter einem Winkel betrachtet. Die gestreuten Wellenfronten (rote und blaue Linien) bilden ein Interferenzmuster mit der lateralen Periodizität $p = \pi/k_{\parallel}$ aus. Die reziproke Abhängigkeit von der Parallelkomponente k_{\parallel} des Wellenvektors legt die Interferenzbedingungen fest. Aus der jeweiligen Messung können nun

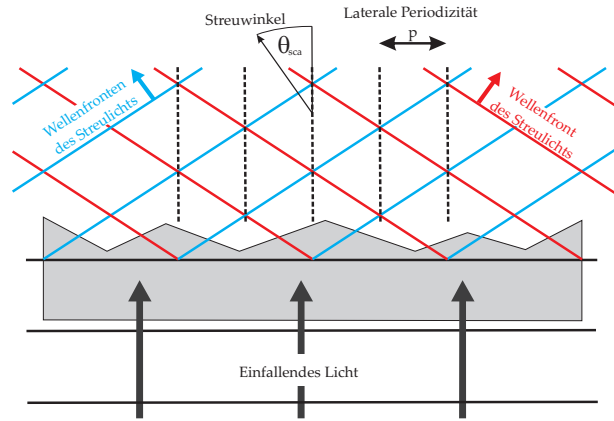


Abbildung 4.1: Skizze zur Streuung an rauen Oberflächen. Die Wellenfronten des einfallenden Lichts (schwarze Linien) werden an den Oberflächenstrukturen gestreut. Die Wellenfronten des gestreuten Lichts (rote und blaue Linien) bilden ein Interferenzmuster mit der lateralen Periodizität p aus. Bereich des Interferenzmusters sind exemplarisch durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. Aus dieser Periodizität kann mit Hilfe der Fourieranalyse der Streuwinkel θ_{sca} bestimmt werden. Abbildung nach [152].

diese Periodizitäten per Fourieranalyse entnommen werden. Für die Periodizität p gilt in der ersten Beugungsordnung der Zusammenhang:

$$p = \frac{\pi}{k_{\parallel}} = \frac{\lambda}{2n \sin \theta_{sca}}, \quad (4.1)$$

wobei λ die Wellenlänge des Lichts im Vakuum und n den Brechungsindex des Mediums, in das hinein gestreut wird, bezeichnet. Die Gl. 4.1 gibt demnach den Zusammenhang zwischen der Periodizität des Beugungsgitters und der Beugungs- bzw. Streuwinkels an. Dazu wird die NSOM-Messung durch die zweidimensionale schnelle Fouriertransformation (FFT²) in den zweidimensionalen reziproken Raum transformiert [153, 154]. In Abb. 4.2 ist die Prozedur zur Bestimmung der orts- und winkelaufgelösten Streuung schematisch skizziert. Die NSOM-Messung, z. B. einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche bei einer Wellenlänge von 532 nm (Abb. 4.2(a)), wird zunächst in den Fourierraum transformiert. Die Größe des betrachteten Messfelds im Ortsraum bestimmt hierbei die Dichte der auflösbaren Raumfrequenzen. Der FFT-Algorithmus ist eine schnelle Fouriertransformation, da er bei der Berechnung der Fourierzerlegung Symmetrieeigenschaften ausnutzt. Dazu ist allerdings ein Messfeld mit 2^m Punkten mit $m \in \mathbb{N}$ notwendig [153]. Messfelder, die dieser Bedingung nicht genügen,

²engl. *fast Fourier transform*

werden auf die entsprechende Größe erweitert. Diese Interpolation führt zu keinem nennenswerten Einfluss auf das Ergebnis. Aus der in Abb. 4.2(b) gezeigten logarithmischen Darstellung im Frequenzraum ist nun zum einen die in Kap. 2.1 beschriebene Separation von evaneszenten und propagierenden Anteilen möglich und zum anderen können die einzelnen Anteile von k_{\parallel} entnommen werden. Hierfür werden die entsprechenden k_x, k_y -Intervalle (grüner Kreisring) aus dem Frequenzraum isoliert und zurücktransformiert. In Abb. 4.2(c) ist exemplarisch

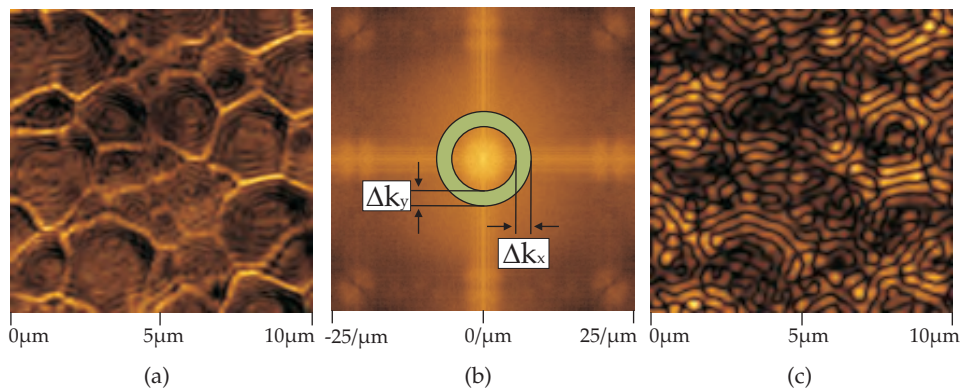


Abbildung 4.2: Auswertungsprinzip der NSOM-Messungen mit der Fourieranalyse. (a) NSOM-Messung einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche bei einer Wellenlänge von 532 nm. (b) Logarithmische Darstellung der Fourier-transformierten der NSOM-Messung. Einzelne k_x, k_y -Intervalle (grüner Kreisring) können isoliert und zurücktransformiert werden. (c) Betrag der Rücktransformation des in (b) gekennzeichneten Intervalls. Die Farbskalen geben normierte Intensitäten wieder.

der Betrag einer solchen Rücktransformation in den Ortsraum für das in (b) markierte Intervall gezeigt. Damit wird der Anteil von k_{\parallel} orts aufgelöst dargestellt. Wird nun sukzessiv für alle k_{\parallel} -Werte ihr Anteil an der Messung bestimmt, so liefert die Auswertung ein Histogramm, welches die Häufigkeit des jeweiligen k_{\parallel} -Wertes widerspiegelt. Diese stellt nun eine orts aufgelöste Streuverteilung dar und kann auch zum Vergleich mit experimentellen winkelaufgelösten Streumessungen in eine Winkelverteilung umgerechnet werden. Werden nun die rauen Oberflächen, wie z. B. die stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberflächen, als eine Superposition von optischen Gittern verstanden, so können auch die Periodizitäten aus den Daten der Topographien extrahiert werden. Diese Auswertung liefert dann das Beugungs-, bzw. Streupotential einer solchen Oberfläche. In Kap. 5.1 werden die Ergebnisse einer solchen Auswertung diskutiert und mit winkelaufgelösten Streumessungen verglichen.

5 Lokale optische Effekte an texturierten TCO-Oberflächen

Die Untersuchung der Lichtstreuung an texturierten TCO-Oberflächen ist für die Optimierung einer Dünnschichtsolarzelle unerlässlich. Mikro- und Nanostrukturierungen sorgen für die erforderliche Streuung des einfallenden Lichts, wodurch die Lichtführung verbessert und die Effizienz der Solarzelle gesteigert wird. Der erste Teil des Kapitels stellt die Ergebnisse der NSOM-Messungen an den stochastisch texturierten ZnO-Oberflächen im Nahfeld vor. Optische Effekte, die im Nahfeld auftreten, sowie orts- und winkelaufgelöste Untersuchungen an den Nahfeldmessungen werden gezeigt. Eine abschließende Gegenüberstellung verschiedener TCOs und eine kurze Diskussion zu ihrem Potential zum Lichteinfang schließen den ersten Teil ab. Der zweite Teil des Kapitels fokussiert auf den Übergang ins Fernfeld. Darstellungen, die qualitativ die Propagation des Lichts zeigen, werden vorgestellt und ihre Bedeutung als Grundlage für FDTD-Simulationen hervorgehoben.

5.1 Lichtlokalisierungen im Nahfeld

Stochastisch texturiertes ZnO wird in den Dünnschichtsolarzellen standardmäßig als TCO eingesetzt. Die Untersuchung der optischen Eigenschaften im Nah- und Fernfeld mit Hilfe der optischen Rasternahfeldmikroskopie im Rahmen dieser Arbeit ist daher von zentraler Bedeutung. Abbildung 5.1(a) zeigt einen $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$ großen Ausschnitt einer stochastisch texturierten ZnO-Oberfläche, die unter den im IEF-5 des Forschungszentrum Jülichs üblichen Standardbedingungen hergestellt wurde. Die Messung ist im Sammlungsmodus in Transmission mit mehreren Wellenlängen simultan vermessen worden. Der maximale Höhenunterschied der gezeigten Topographie beträgt ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ und entspricht damit auch dem typischen Durchmesser der Kraterstrukturen. In Abb. 5.1(b) und (c) sind exemplarisch die Ergebnisse zweier NSOM-Messungen bei einer Wellenlänge von 658 nm bzw. 473 nm gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass Kraterränder und Eckpunkte, an denen mehrere Krater zusammenlaufen, besonders hell erscheinen. Licht ist besonders an Spitzen lokalisiert, da durch das spitze Zusammenlaufen der Topographie eine Verstärkung des lokalen elektromagnetischen Felds hervorgerufen wird [155]. Dieser Effekt ist in der Elektrostatik auch als Spitzeneffekt [26] bekannt. Somit bewirkt allgemein eine raue Oberfläche eine lokale Erhöhung des elektromagnetischen Felds. Im Inneren der Krater sind feine periodische Struk-

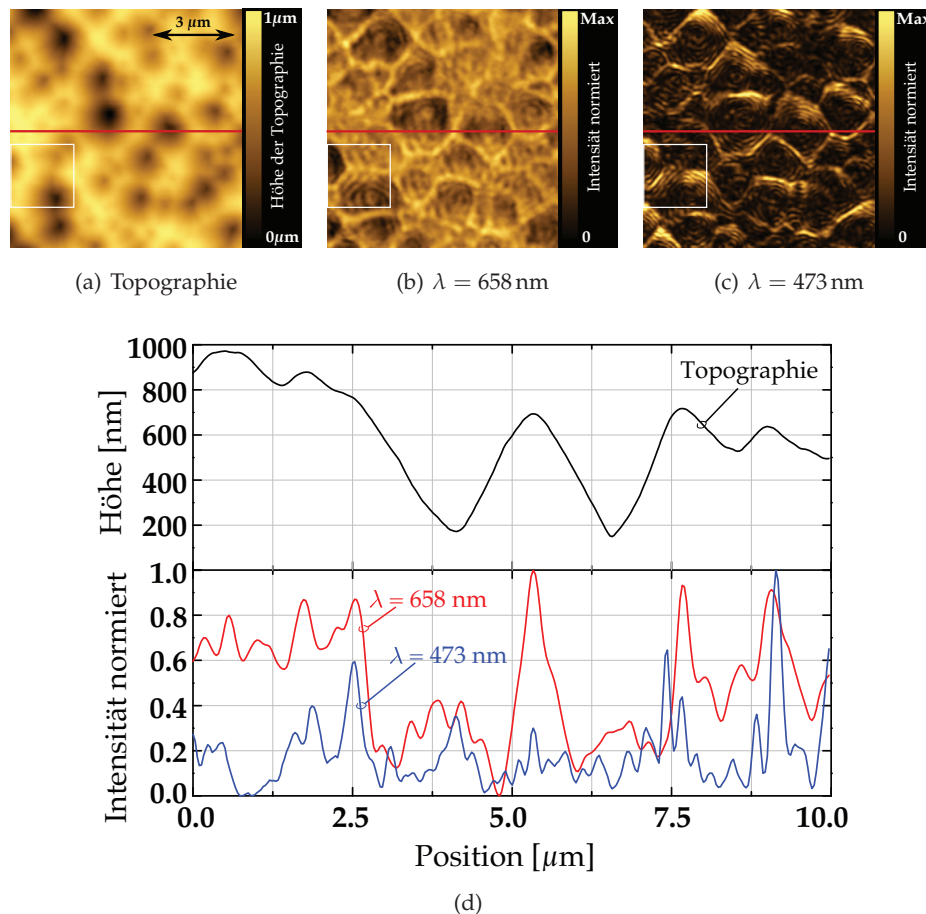


Abbildung 5.1: (a) Eine $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ große stochastisch texturierte ZnO:Al Oberfläche; (b) NSOM-Messung bei einer Wellenlänge von 658 nm und (c) bei einer Wellenlänge von 473 nm. Das transmittierte Licht ist besonders an den Kraterrändern lokalisiert. Im Kraterinneren sind feine Strukturen zu erkennen. (d) oben: Höhenprofil der rot markierten Zeile in (a); (d) unten: Intensitätsprofil der gleiche Zeile in den beiden dargestellten NSOM-Messungen. Die weißen Quadrate in (a)-(c) markieren den in Abb. 5.2 dargestellten Bereich.

turen zu erkennen. Diese sind offensichtlich bei einer kleineren Wellenlänge feiner als bei einer größeren Wellenlänge. In Abb. 5.1(d) sind das Höhenprofil der Topographie entlang der roten Markierung und die Intensitätsprofile in den zugehörigen NSOM-Messungen gezeigt. Beide Beobachtungen - die starken Lichtlokalisierungen an den Spitzen einerseits und die feine periodische Struktur im Inneren der Krater andererseits - sind im dargestellten Profil auffällig. Auch

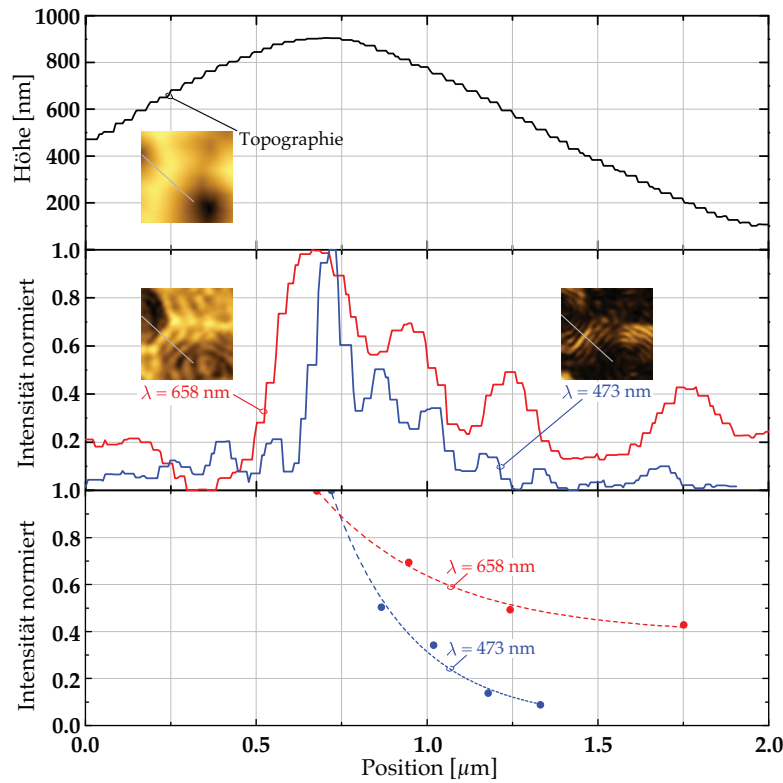


Abbildung 5.2: Oberes Diagramm: Profil der Topographie entlang der grauen Linie. Mittleres Diagramm: Intensitätsprofile entlang der grauen Linie. Bildausschnitte entsprechen dem weiß markierten Ausschnitt in Abb. 5.1. Unteres Diagramm: Die Punkte markieren die Positionen der Maxima in Abhängigkeit von der normierten Intensität nach der Anpassung durch Gaußkurven. Die gestrichelte Linie zeigt eine exponentielle Anpassung an diese Punkte.

die Beobachtung, dass die Periodenlänge der Struktur mit der Wellenlänge verknüpft ist, ist im direkten Vergleich der beiden Wellenlängen zu erkennen. Eine genauere Untersuchung dieser periodischen Struktur am Kraterrand ist in Abb. 5.2 gezeigt. Der gewählte Ausschnitt entspricht dem weiß markierten Bereich in Abb. 5.1 und stellt einen typischen Bereich dar. Die Diagramme zeigen die Profile entlang der grauen Linie. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist in der Topographie keine besondere Struktur zu erkennen, die als Ursache für die auftretende periodische Struktur in der NSOM-Messung in Frage käme. Vielmehr ist zu vermuten, dass diese Struktur auf Grund von lateral geführten optischen Moden entsteht [156]. Diese werden durch Streuung an der ZnO-Oberfläche an-

Tabelle 5.1: Auswertungsdaten zur periodischen Struktur im Nahfeld mit Wellenlänge λ , Brechungsindex n von ZnO:Al, Wellenlänge im Material λ_n , Winkel der Totalreflexion θ_c , Breite der Anpassung σ_{FIT} , Periodenlänge p und Streuwinkel θ_{sca} .

λ/nm	$n(\lambda)$	λ_n/nm	$\theta_c(n)$	$\sigma_{\text{FIT}}/\text{nm}$	p/nm	$\theta_{\text{sca}}(p)$
473	1,96	241,3	30,7°	35±10	170±24	45,2° ± 0,2°
658	1,84	357,6	32,7°	80±15	300±24	36,6° ± 0,2°

geregt und induzieren ein evaneszentes Feld im Umgebungsmedium Luft. Das gezeigte Intensitätsprofil ist derart ausgewählt, dass die Periodizität der Struktur möglichst parallel zur Beobachtungsrichtung verläuft. Dadurch ist eine genauere Bestimmung der Periodenlänge p gewährleistet. Für die beiden ausgewählten Wellenlängen lassen sich die in Tab. 5.1 aufgeführten Werte ermitteln. Evaneszente Felder haben eine Parallelkomponente k_{\parallel} , die größer als der Betrag des gesamten Wellenvektors k ist (vgl. Kap. 2.2). Geführte Moden können daher nur evaneszente Felder im Umgebungsmedium Luft induzieren. Durch $k_{\parallel} < k$ wäre das Propagieren der Mode ins Medium Luft möglich und damit ein Führen der Mode nicht mehr gewährleistet. Es ist zu erwarten, dass evaneszente Felder mit der Zerfallskonstante γ (Gl. 2.31) abfallen [34]. Durch Anpassung ist es möglich, die Breite σ_{FIT} der in Abb. 5.2 dargestellten Peaks zu bestimmen. Hier wird angenommen, dass der Brechungsindex des Materials homogen und isotrop ist und nur von der Wellenlänge λ abhängt. Die Maxima werden mit Gaußkurven angepasst, die die Form der gemessenen Intensität am besten wiedergeben. Das Anpassen der Peaks liefert eine mittlere Breite $\sigma = (35 \pm 10)$ nm bei einer Wellenlänge von 473 nm und $\sigma = (80 \pm 15)$ nm bei einer Wellenlänge von 658 nm. Die angegebene Abweichung ergibt sich aus der mittleren quadratischen Abweichung. Die Periodenlänge p , also der Abstand zweier aufeinander folgender Peaks, beträgt im Mittel (170 ± 24) nm bei einer Wellenlänge von 473 nm und (300 ± 24) nm bei einer Wellenlänge von 658 nm. Der angegebenen Fehler entspricht der halben Pixeldiagonalen, da eine genauere Angabe der Periodenlänge nicht möglich ist. Diese Werte entsprechen in etwa der Wellenlänge des Lichts im Medium. Die Abweichung der Werte kommt in erster Linie durch die Neigung der Topographie zustande. Eine grobe Korrektur dieser Periodenlänge durch den Faktor $1/\cos\theta_1$, der die Neigung der Topographie ausgleicht und den damit verbundenen Abbildungsfehler abschwächt, untermauert diesen Zusammenhang. θ_1 ist hierbei der Einfallswinkel auf die Grenzfläche, der in dieser experimentellen Konfiguration dem Neigungswinkel der Topographie entspricht. Der Streuwinkel θ_{sca} des Lichts, welches ins ZnO zurück gestreut wird, kann als Maß für die Streuung dienen. Wird der Periodenlänge p durch $k_{\parallel} = \pi/p$ ein Wellenvektor k_{\parallel} zugeordnet, so liefert Gl. 4.1 einen Streuwinkel im ZnO. Die Werte sind in Tab. 5.1 aufgeführt. Sie sind größer als der jeweilige Winkel der Totalreflexion, wodurch dieser Anteil des Lichts auch auf der glatten Eintrittsseite Totalreflexion erfährt und zunächst im Schichtsystem verweilt. Dies ist zum einen ein erster Hinweis

dafür, dass die Ursachen periodischer Strukturen stehende evaneszente Wellen sind, und zum anderen, dass das Auftreten periodischer Strukturen Bereiche mit starker Lichtführung kennzeichnet. Im untersten Diagramm in Abb. 5.2 sind die Positionen der Maxima, die aus der Anpassung der Gaußkurven ermittelt wurden, in Abhängigkeit von der normierten Intensität aufgetragen. Eine weitere exponentielle Anpassung zeigt, dass mit zunehmenden lateralen Abstand vom Kraterrand die Intensität der einzelnen Maxima abnimmt.

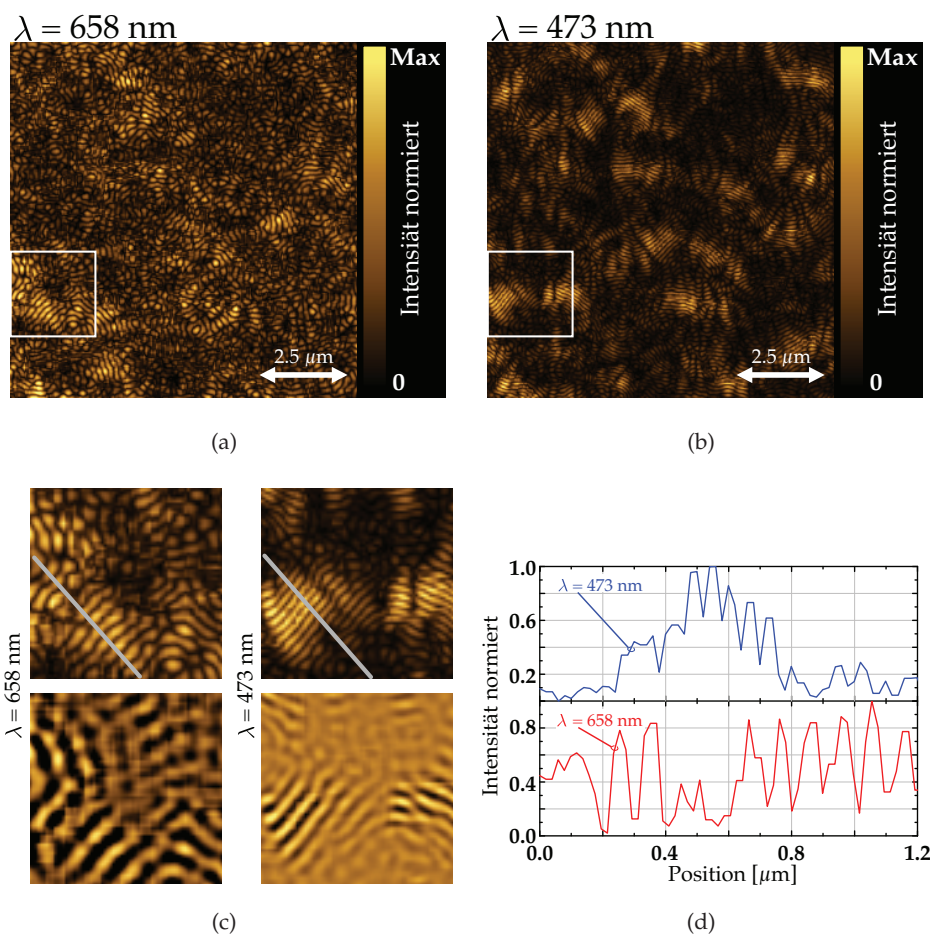


Abbildung 5.3: Unter Anwendung der Fourieranalyse ist der evaneszente Anteil aus den NSOM-Messungen (Abb. 5.1) bei einer Wellenlänge von 658 nm (a) und bei einer Wellenlänge 473 nm (b) dargestellt. (c) Der vergrößerte Bildausschnitt entspricht den Ausschnitten aus den Abb. 5.1 und 5.2. Die unteren Bilder zeigen den Realteil der Fourieranalyse. (d) Intensitätsprofil entlang der grauen Linie in den Bildausschnitten in (c).

Es ist durch die Fourieranalyse möglich, aus den NSOM-Messungen den evaneszenten Anteil vom propagierenden Anteil zu trennen (vgl. Kap. 4.2). Durch das Entfernen aller Raumfrequenzen $k_{\parallel} < 2\pi/\lambda$ verbleiben ausschließlich die Frequenzen, bei deren Wellenvektoren ein Propagieren des Lichts ins Fernfeld nicht möglich ist. Das Ergebnis dieser Auswertungsmethode, angewendet auf die in Abb. 5.1 gezeigten NSOM-Messungen, ist in Abb. 5.3(a) bei einer Wellenlänge von 658 nm und in (b) bei einer Wellenlänge von 473 nm gezeigt. Die Fourieranalyse liefert ein komplexes Ergebnis, weshalb in (a) und (b) nur dessen Betrag dargestellt ist. Die weißen Quadrate markieren die gleichen Bereiche wie in den Abbildungen zuvor. In Abb. 5.3(c) sind diese Bereiche hervorgehoben. Es ist sowohl der Betrag (oben) als auch der Realteil (unten) gezeigt. Deutlich sind in beiden Abbildungen die periodischen Muster zu erkennen, die den periodischen Strukturen in der ursprünglichen NSOM-Messung entsprechen. An dem Intensitätsprofil in (d) ist zu erkennen, dass die Intensität der Peaks nicht in dem Maße lateral abnimmt, wie in Abb. 5.2 unten beobachtet. Die Intensität bleibt bis auf einen lokalen Untergrund gleich, wodurch das Phänomen als eine stehende

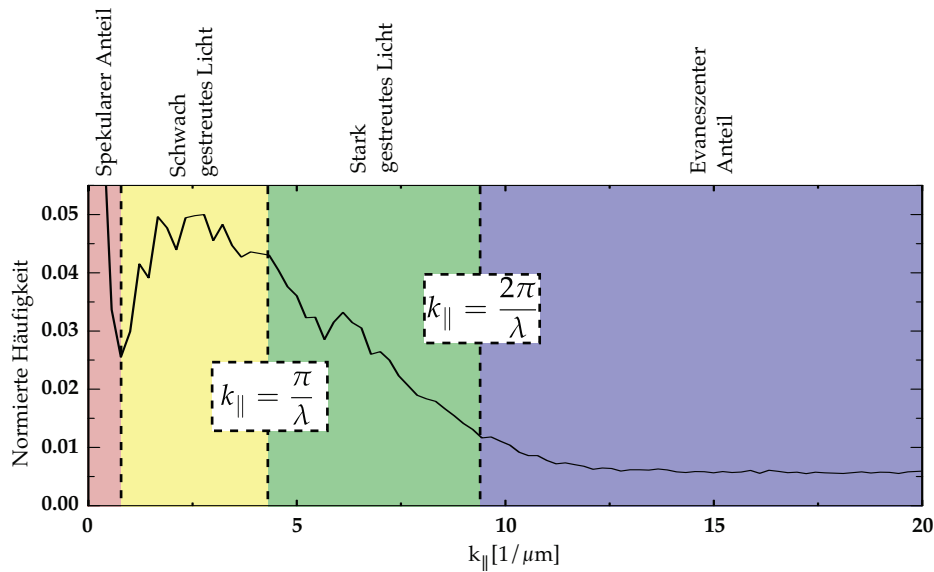


Abbildung 5.4: Auswertung einer NSOM-Messung ($\lambda = 780 \text{ nm}$) im Nahfeld an einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche. Aufgetragen sind die einzelnen Raumfrequenzen gegen ihre normierte Häufigkeit. Das Integral der Kurve ist auf 1 normiert. Der Peak um 0 wird als spekularer, also nicht gestreuter Anteil des Lichts gewertet. Die Bedingung $k_{\parallel} = \pi/\lambda$ teilt das propagierende Licht in einen schwach und in einen stark gestreuten Anteil auf. $k_{\parallel} = 2\pi/\lambda$ trennt den propagierenden Anteil vom evaneszenten Anteil.

evaneszente Welle verstanden werden kann [157]. Die laterale exponentielle Abnahme ist daher auf die Lokalisierung des propagierenden Anteils zurückzuführen. Der mittlere Peakabstand in (d) entspricht der halben Periodenlänge aus Abb. 5.2. Die periodischen Strukturen an den Kraterrändern können evaneszenten Feldern zugeordnet werden. Dieser Zuordnung soll in Kap. 6 eine stärkere Bedeutung zugemessen werden, da das Vorhandensein evaneszenter Anteile als ein wichtiges Mass für die Qualität der Lichtführung einzelner Lichtmoden in der Materialschicht interpretiert werden kann. Für das TCO hingegen ist die Streueigenschaft der texturierten Oberfläche von Bedeutung, da eine optimierte Strukturierung der Oberfläche ausgezeichnete Streueigenschaften aufweisen muss. Zur Bestimmung der Streueigenschaft wird in der Regel auf die Messung der winkelaufgelösten Streuung (ARS) zurückgegriffen [117,158]. Das Auswerten der NSOM-Messungen mit der Fourieranalyse bietet die Möglichkeit, die Streuung des texturierten TCOs sowohl winkel- als auch orts aufgelöst zu bestimmen. Während die Bedingung $k_{\parallel} = 2\pi/\lambda$ den ins Fernfeld propagierenden Anteil des Lichts von dem evaneszenten Anteil trennt, sei die Bedingung $k_{\parallel} = \pi/\lambda$ eingeführt, die das propagierende Licht im Folgenden in schwach und stark gestreutes Licht einteilt. In Abb. 5.4 ist das Ergebnis einer solchen Fourieranalyse mit anschließender Bestimmung der Häufigkeit einzelner Raumfrequenzen dargestellt. Grundlage dieser Auswertung ist eine NSOM-Messung im Nahfeld an einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Probe. Der ausgewertete Messbereich beträgt $20\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$. Der Peak um die Nulllage herum ist einem spekularen Anteil zuzuschreiben. Dieses Licht erfährt keinerlei Streuung und wird nahezu senkrecht transmittiert. Diese zunächst grobe Einteilung des Lichts in verschiedene Streuanteile dient dazu, eine räumliche Information über die Streueigenschaften der Topographie zu erhalten. Größere Intervalle für k_{\parallel} bedeuten eine höhere räumliche Auflösung (vgl. Kap. 4.2). Abbildung 5.5(a) zeigt die zugehörige Topographie und (b) die NSOM-Messung, deren Streuung mit Hilfe der Fourieranalyse in Abb. 5.4 in vier Streubereiche eingeteilt wurde. Während die Auftragung in Abb. 5.4 nur eine räumlich gemittelte Information geben kann, liefern die in Abb. 5.5(c)-(f) gezeigten Bilder eine orts aufgelöste Visualisierung des gestreuten Lichts. Dazu wurden aus der fourierzerlegten NSOM-Messung nur die jeweils definierten k_{\parallel} -Intervalle ausgewählt und zurücktransformiert. Somit ist in (c) der spekulare Anteil, in (d) das schwach gestreute Licht, in (e) das stark gestreute Licht und in (f) der evaneszente Anteil dargestellt. Ein grobes Vergleichen dieser orts aufgelösten Streubilder mit der Topographie lässt Zusammenhänge zwischen der Intensität des gestreuten Lichts und der örtlichen Oberflächenmorphologie erkennen. Für die weitere Betrachtung ist ein $7,8\text{ }\mu\text{m} \times 7,8\text{ }\mu\text{m}$ großer Bereich durch das rote Quadrat ausgewählt, der für eine derartig raue ZnO:Al-Oberfläche repräsentativ ist. Zum Vergleich zeigt Abb. 5.6(a) die Topographie und die zugehörigen Ergebnisse der NSOM-Messung für die Wellenlängen 780 nm und 658 nm. Während in den NSOM-Bildern der beiden Wellenlängen aus (a) kaum Unterschiede zu erkennen sind, werden in (b) durch Betrachtung der entsprechenden Streuanteile neue Details deutlich. Es lassen sich beachtliche Unterschiede im

Streuverhalten dieser beiden Wellenlängen beobachten. Dies zeigt die starke Abhängigkeit der lokalen Streuung von der Wellenlänge und betont, dass bei einer optischen Optimierung der Dünnschichtsolarzelle in diesem Wellenlängenbereich diese Abhängigkeit nicht vernachlässigt werden kann. Dennoch werden auch Ähnlichkeiten deutlich. Diese Bereiche würden demnach einem breiten Wellenlängenspektrum das größte Potential zur Optimierung bieten. In Abb. 5.6(c) sind die evaneszenten Anteile für die beiden Wellenlängen gegenüber gestellt. Zur besseren Darstellung sind die Bilder vergrößert und über 5×5 Pixel gemittelt

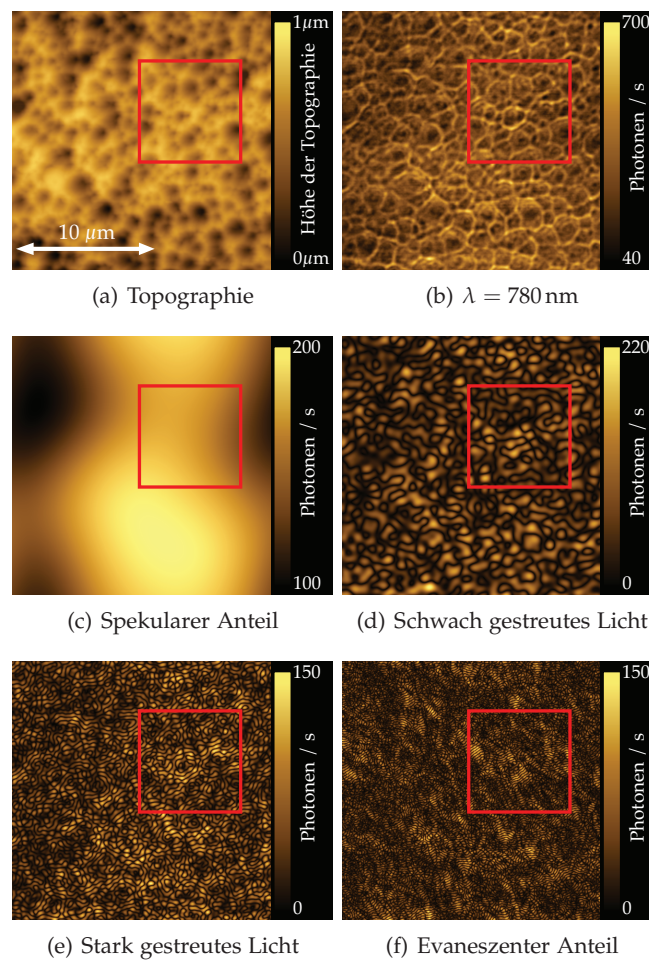


Abbildung 5.5: (a) $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ Topographie von texturiertem ZnO:Al; (b) NSOM-Messung im Nahfeld bei einer Wellenlänge von 780 nm; (c) spekularer Anteil; (d) schwach gestreutes Licht; (e) stark gestreutes Licht; (f) evaneszenter Anteil. Das rote Quadrat markiert den in Abb. 5.6 dargestellten Bereich.

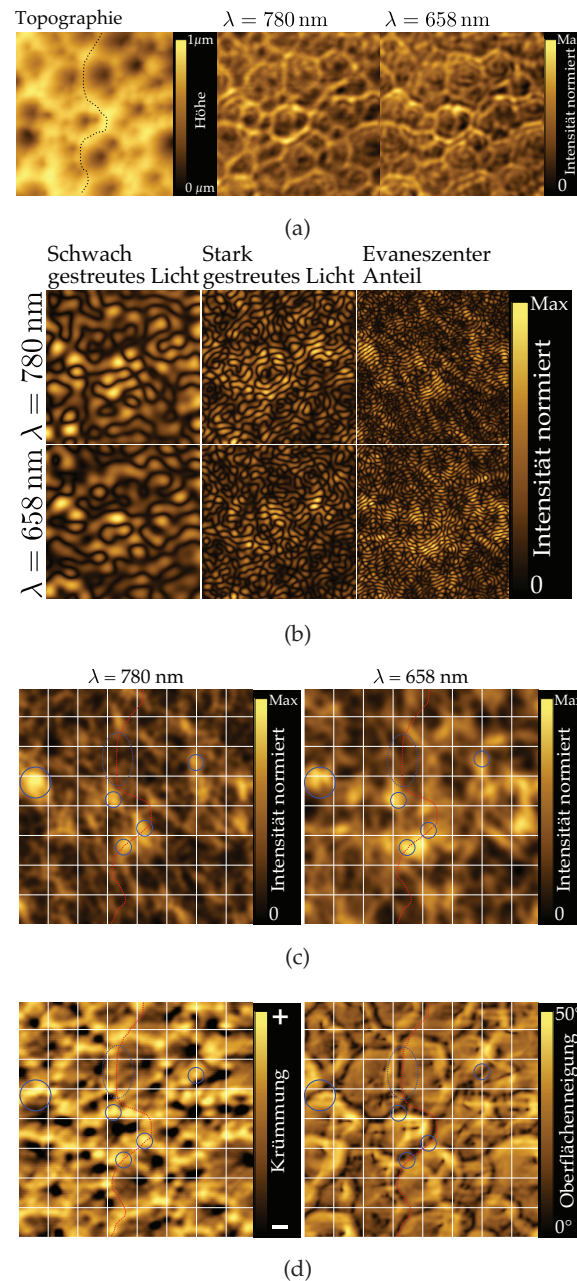


Abbildung 5.6: (a) Topographie der stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche aus Abb. 5.5 ($7,8 \mu\text{m} \times 7,8 \mu\text{m}$) und die zugehörigen NSOM-Messungen bei den Wellenlängen 780 nm und 658 nm; (b) Gegenüberstellung der ortsaufgelösten Streuanteile für die beiden Wellenlängen; (c) vergrößerte und über 5×5 Pixel gemittelte Darstellung des evaneszenten Anteils aus (b); (d) Neigungswinkel und Krümmung der Topographie aus (a). Die rot gepunktete Linie führt zum besseren Vergleich und zur besseren Orientierung über mehrere Kratterränder. Blaue Kreise heben die im Text diskutierten Stellen hervor.

worden. Durch die lokale Mittelung werden die periodischen Strukturen verschmiert, jedoch erlaubt sie beim Vergleich eine bessere Visualisierung bzw. Trennung der Bereiche mit einer hohen Energiedichte im evaneszenten Anteil von Bereichen mit geringerer Energiedichte. Um die lokalen Effekte mit Eigenschaften der Topographie vergleichen zu können, sind in (d) die lokale Krümmung der Oberfläche und die lokalen Neigungswinkel der Topographie dargestellt. In hellen Bereichen ist die Oberfläche nach außen gewölbt (positive Krümmung) und in dunklen Arealen nach innen (negative Krümmung). Zunächst ist wiederum zu sehen, dass die Felder sehr stark mit der jeweiligen lokalen Struktur zusammenhängen. Dies bedeutet, dass die unterschiedliche Lichtstreuung stark von den lokalen Unterschieden bedingt wird. Die blauen Kreise markieren Bereiche mit einem hohen evaneszenten Anteil für beide Wellenlängen. Hierbei ist offenbar die Krümmung der Oberfläche mit entscheidend, da Stellen mit besonders starker Krümmung einen hohen evaneszenten Anteil aufweisen. Damit ist festzustellen, dass es vornehmlich Kraterränder sind, die dieser Bedingung gerecht werden. Aber es ist auch auffällig, dass nicht alle Kraterränder einen gleichen Beitrag liefern. Die rot gepunktete Linie führt quer über die Probe entlang von Kraterrändern und entspricht der schwarzen Linie in Abb. 5.6(a). Folgt man die-

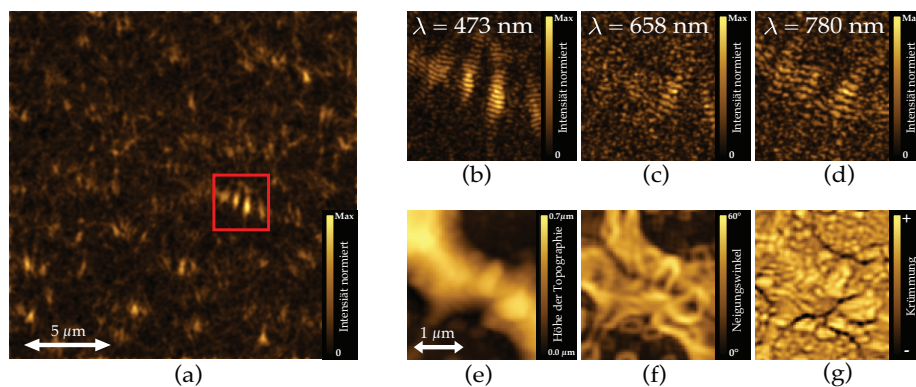


Abbildung 5.7: (a) Evaneszenter Anteil bei einer Wellenlänge von 473 nm; entnommen aus einer $20\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$ großen NSOM-Messung an stochastisch texturiertem ZnO:Al. Die rote Markierung kennzeichnet den vergrößerten Bildausschnitt für die Wellenlängen 473 nm (b), 658 nm (c) und 780 nm (d). (e) Topographie des gewählten Bildausschnitts; (f) Darstellung der lokalen Neigungswinkel der Topographie; (g) lokale Krümmung der Oberfläche

ser Linie, so sind Kraterränder mit einem hohen evaneszenten Anteil besonders an Stellen zu finden, die durch das Zusammenlaufen mehrerer Kraterränder entstanden sind. An diesen Punkten ist auch die Krümmung am stärksten. Kraterränder, die mit flachen Winkeln abfallen, wie z. B. der durch die blau gepunktete

Markierung angedeutete Bereich, weisen einen nur sehr geringen Anteil des evaneszenten Felds auf. Dies bedeutet, dass das gesamte Kraterumfeld einen unterschiedenen Einfluss sowohl auf die Streuung des Lichts als auch auf die Führung von Moden hat. Es bleibt festzuhalten, dass evaneszente Felder besonders an den Kraterstrukturen zu finden sind, die eine besonders starke Änderung des Neigungswinkels haben. Ein solcher Kraterrand, der in der Abb. 5.7(a) besonders hohe Intensitäten für den evaneszenten Anteil aufweist, sei exemplarisch hervorgehoben. In (b)-(d) ist dieser ca. $3\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m}$ große Bereich für die Wellenlängen 473 nm, 658 nm und 780 nm gezeigt. Auffällig an diesem Beispiel ist, dass an diesem Kraterrand mehrerer nebeneinander liegende periodische Strukturen zu beobachten sind. Die Topographie (e), die lokalen Neigungswinkel (f) und die Krümmung (g) des Bildausschnitts zeigen, dass sich auf dem Kraterrand kleine Partikel befinden. Diese Strukturen sorgen für scharfe Kanten und einen steilen Abfall der Topographie ins Kraterinnere. Dadurch können Bedingungen an diesem Kraterrand herrschen, die das Entstehen evaneszenter Felder begünstigen. Zusammenfassend ist festzustellen, dass das Auftreten evaneszenter Felder sehr stark von den lokalen Strukturen, die durch lokale Neigungswinkel und Krümmungen der Oberfläche definiert sind, abhängt.

Lokale Strukturen tragen wesentlich zum Streubild einer streuenden Oberfläche bei und können nicht vernachlässigt werden. Insbesondere stellt sich die Frage inwieweit der propagierende Anteil des Streulichts, der bei einer NSOM-Messung im Nahfeld vermessen wird, auch die winkelaufgelösten Messungen im Fernfeld widerspiegeln kann. Das Ergebnis einer winkelaufgelösten Streumessung gibt an, welcher Anteil des Lichts unter einem bestimmten Winkel gestreut wird. In Abb. 5.4 wurde bereits gezeigt, dass mit Hilfe der Fourieranalyse die Häufigkeit einzelner Raumfrequenzen in einer zugrunde liegenden NSOM-Messung bestimmt werden kann. Die gezeigte Verteilung gibt folglich an, wie viel Licht mit einem bestimmten k_{\parallel} gestreut wird. Da der Wellenvektor die Propagationsrichtung von Licht festlegt, steht jedes k_{\parallel} für einen bestimmten Winkel, unter dem das Licht auf Grund der texturierten Oberfläche gestreut wird. Aus Gl. 4.1 folgt die Beziehung

$$\theta_{\text{sca}} = \arcsin \left(\frac{\lambda}{2\pi} \cdot k_{\parallel} \right). \quad (5.1)$$

Aus ihr lassen sich für den propagierenden Anteil ($0 \leq k_{\parallel} \leq 2\pi/\lambda$) die zugehörigen Streuwinkel θ_{sca} errechnen. Analog kann auch die Topographie einer solchen Fourieranalyse unterzogen werden [159–161], wodurch das lokale Streuverhalten der Oberfläche mit der lokalen Oberflächenmorphologie verglichen werden kann. Die Topographie wird dadurch als eine Art Superposition von optischen Gittern interpretiert. In Abb. 5.8 sind die Ergebnisse aus der Auswertung der NSOM-Messung und der Topographiedaten in erster Beugungsordnung sowie die winkelaufgelöste Streuung für die Wellenlänge 658 nm und 780 nm aufgetra-

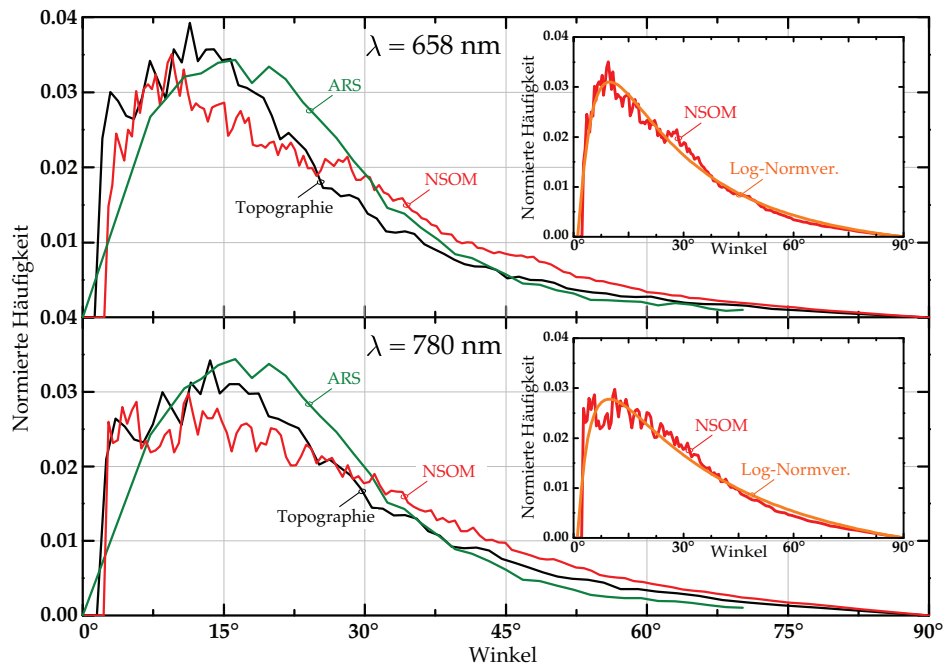


Abbildung 5.8: Gegenüberstellung von winkelaufgelöster Messung (grün) und den Ergebnissen aus den Auswertungen von NSOM-Messung (rot) und Topographie in der ersten Beugungsordnung (schwarz). Das obere Diagramm zeigt die Ergebnisse von Messungen bei einer Wellenlänge von 658 nm und im unteren Diagramm bei einer Wellenlänge von 780 nm. In den Diagrammen im Diagramm sind halblogarithmische Anpassungen an die Ergebnisse der NSOM-Messungen dargestellt.

gen. Zum besseren Vergleich der Winkelverteilungen sind die Integrale der dargestellten Kurven auf 1 normiert. Es ist zu erkennen, dass die auf eine Fernfeldmessung beruhende winkelaufgelöste Streumessung stark der aus den Topographie-daten bestimmten Winkelverteilung ähnelt. Dies bedeutet, dass die im Nahfeld vermessene Fläche (hier: $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$) das Streuverhalten der gesamten Probe grundsätzlich gut wiedergibt. Dennoch sind auch leichte Abweichungen erkennbar. Die Winkelverteilung, die aus den optischen Daten der NSOM-Messung ermittelt wurde, weist zum einen eine Verbreiterung und zum anderen eine Verschiebung zu kleineren Winkeln auf. Diese Abweichungen können auf drei mögliche Effekte zurück geführt werden. Zunächst können durch die Fourieranalyse selbst Artefakte in das Auswertungsergebnis eingebracht werden, da sowohl Vielfache der Raumfrequenzen wie auch ihre Summen und Differenzen die Auswertung beeinflussen können. Im Fall der vorliegenden Auswertung ist daher nicht auszuschließen, dass einige Frequenzbereiche überschätzt werden, insbesondere da Frequenzen evaneszenter Felder mit den Frequenzen propa-

gierender Felder in einer Messung gefaltet vorliegen. Des Weiteren wird die Nahfeldmessung direkt an der Oberfläche der Probe bei konstantem Abstand durchgeführt, wodurch die Messsonde der Oberflächenmorphologie folgt. Das gemessene optische Signal hingegen wird auf eine zweidimensionale Fläche projiziert. Bestimmte Raumfrequenzen können dadurch verstärkt oder abgeschwächt werden, wodurch die Breite der Verteilung verändert wird. Schließlich hat auch die Messsonde selbst einen Einfluss auf die Messung. In dem hier behandelten Kontext ist daher nicht auszuschließen, dass die Sensitivität der Spitze inhomogen ist. Grundsätzlich ist in diesem Fall aber zu erwarten, dass größere Streuwinkel unterschätzt werden, da davon auszugehen ist, dass Licht unter kleineren Winkeln besser in die Glasfaser einkoppelt [34, 162]. Dies führt dazu, dass die Verteilung zu kleineren Winkeln verschiebt. Dieser Effekt wird besonders deutlich, wenn eine NSOM-Messung im Fernfeld durchgeführt wird. Diese Effekte, die zu den beschriebenen Abweichungen führen, können als grundsätzlich für Faseroptiken und Fourieranalysen angesehen werden, da NSOM-Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen (z. B. Abb. 5.8), Abständen, Proben und verwendeten Spitzen gleiche Abweichungen aufweisen. Dennoch stellt diese Auswertungsmethode durch die qualitativ sehr hohe Übereinstimmung der beiden Kurven ein interessantes Werkzeug dar, um lokale Lichtstreuung zu bewerten. Die Darstellung der Verteilung offenbart noch eine weitere interessante Eigenschaft. Bei ausreichend großer Auflösung kann die Streuwinkelverteilung durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der logarithmischen Normalverteilung [163]

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma \cdot x} \exp\left(-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{für } x \geq 0 \quad (5.2)$$

mit der Standardabweichung σ und dem Median μ beschrieben werden (vgl. Abb. 5.8 Diagramm im Diagramm). Dadurch wird die Beschreibung der Streuwinkelverteilung auf die Größen Breite, Lage des Maximums und Integral der Kurve reduziert. Logarithmische Normalverteilungen finden in vielen Bereichen der Natur- [164], Wirtschafts- und Sozialwissenschaften [165] Anwendung. Allgemein liegt eine logarithmische Normalverteilung vor, wenn $\ln(x)$ einer Zufallsvariablen x normalverteilt ist. Dieser Zusammenhang bedeutet, dass das multiplikative Prinzip anzuwenden ist. Er folgt somit also einer geometrischen Reihe, d. h. der Quotient zweier aufeinander folgender x -Werte ist konstant. Im Kontext der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ist festzustellen, dass sowohl die Streuwinkelverteilungen aus NSOM-Messungen als auch aus winkelaufgelösten Streumessungen durch logarithmische Normalverteilungen beschreibbar sind. Des Weiteren folgen auch die Häufigkeitsverteilungen der Intensität einer NSOM-Messung und des evaneszenten Anteils einer logarithmischen Normalverteilung.

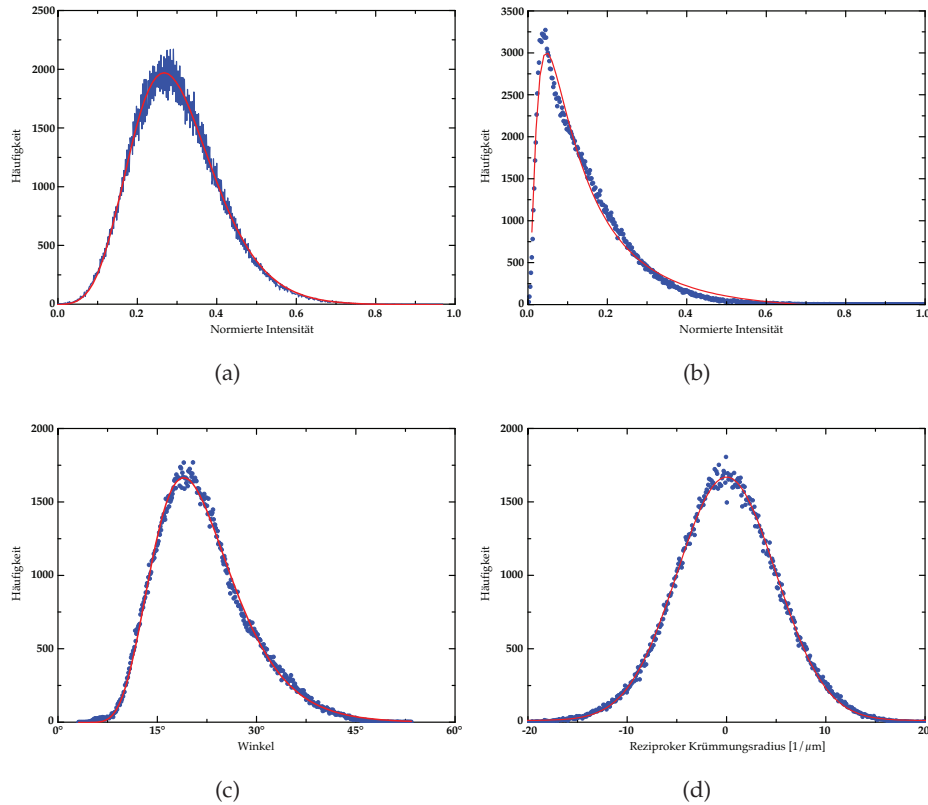


Abbildung 5.9: Häufigkeitsverteilung (a) der Intensität der NSOM-Messung aus Abb. 5.5, (b) des evaneszenten Anteils, (c) des Neigungswinkels und (d) der Krümmung in reziproken Krümmungsradien. Der rote Graph stellt die angepasste Verteilungsfunktion dar.

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Anpassung an einer logarithmischen Normalverteilung mit Fläche A der Kurve, Breite der logarithmischen Normalverteilung σ , Median e^μ und Bestimmtheitsmaß R^2 .

Größe	A	σ	e^μ	Kor. R^2
Intensität NSOM norm.	$525,30 \pm 2,56$	$0,222 \pm 0,001$	$0,4907 \pm 0,0006$	0,989
Evan. Anteil norm.	$590,34 \pm 4,12$	$0,996 \pm 0,008$	$0,1259 \pm 0,0015$	0,989
Neigungswinkel [°]	26304 ± 73	$0,316 \pm 0,001$	$20,963 \pm 0,021$	0,996
Krümmung ¹ [μm ⁻¹]	20677 ± 71	$4,977 \pm 0,015$	$\mu = 0,00 \pm 0,01$	0,998

¹Die angegebenen Werte gelten nur für die angepasste Normalverteilung.

Abhängig von der Oberflächenstruktur kann auch die Häufigkeitsverteilung der Neigungswinkel damit beschrieben werden. In Abb. 5.9(a)-(c) sind exemplarisch die Häufigkeitsverteilungen der in Abb. 5.5 gezeigten NSOM-Messung, mit einer angepassten logarithmischen Normalverteilung dargestellt. Die Häufigkeitsverteilung der reziproken Krümmungsradien (Abb. 5.9(d)) ist jedoch normalverteilt. Die zugehörigen Parameter sind der Tab. 5.2 zu entnehmen. Das Bestimmtheitsmaß R^2 gibt hierbei die Güte der Anpassung an. Anzumerken ist jedoch auch, dass die Anpassung einer kontinuierlichen Verteilung nur bei einer hohen Dichte der Werte gerechtfertigt ist. Daher ist im Einzelfall zu prüfen, ob eine Beschreibung durch eine diskrete Verteilung, z. B. durch die negative Binominalverteilung [163], angemessener sei.

In Abb. 5.10 sind die Ergebnisse aus NSOM-Messungen an verschiedenen TCO-Typen gegenüber gestellt. Exemplarisch sind die Wellenlängen 473 nm (zweite Spalte) und 780 nm (dritte Spalte) gezeigt. Der gewählte Ausschnitt beträgt $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$. In der ersten Zeile ist die Messung an einer ca. 70 s geätzten ZnO:Al-Oberfläche zu sehen. Die Kraterdurchmesser sind durch die längere Ätzdauer erheblich größer. Dennoch ähnelt die Nahfeldmessung stark der Messung an Oberflächen, die eine standardmäßige Ätzdauer von ca. 40 s erfahren haben. Lokalisierungen an den Kraterrändern und die feine periodische Struktur ist für beide Wellenlängen deutlich zu beobachten. Die in der zweiten Zeile gezeigte ZnO:Al-Oberfläche hingegen weist nur kleine Kraterstrukturen auf und nur an den wenigen größeren Kraterstrukturen sind Lichtlokalisierungen zu beobachten. Dieser Oberflächentyp entspricht nach Berginski *et al.* einer Typ III-Oberfläche [117, 166]. In den größeren Kratern sind auch die feinen periodischen Strukturen wieder zu finden. Die spitze und mit steilen Kanten versehene Oberfläche des Asahi-U-Glases bewirkt sehr starke Spitzeneffekte und kann durch die NSOM-Spitze nicht vollständig aufgelöst werden, wodurch die Kanten stark abgerundet dargestellt werden. Hohe Intensitäten sind besonders an großen und steilen Spitzen zu messen. Die beiden gezeigten Neuchâtel-Typen unterscheiden sich im wesentlichen in der Strukturgröße. Typ 1 weist im Durchmesser recht große ($\sim 1 - 3\text{ }\mu\text{m}$) steile Spitzen auf. Die Strukturen bei Typ 2 sind deutlich kleiner und entsprechen etwa den Strukturen des Asahi-U-Glases ($\ll 1\text{ }\mu\text{m}$). Auch die Neuchâtel-Oberflächen können nicht vollständig durch die NSOM-Spitze aufgelöst werden. Aus den NSOM-Messungen im Nahfeld der in Abb. 5.10 gezeigten texturierten Oberflächen lassen sich die Streuwinkelverteilungen bestimmen. In Abb. 5.11 sind diese für die beiden Wellenlängen 473 nm und 780 nm präsentiert. Eine Anpassung durch eine logarithmische Normalverteilung ist in diesem Fall nicht möglich, da die zugrunde liegenden Feldgrößen keine ausreichende Statistik

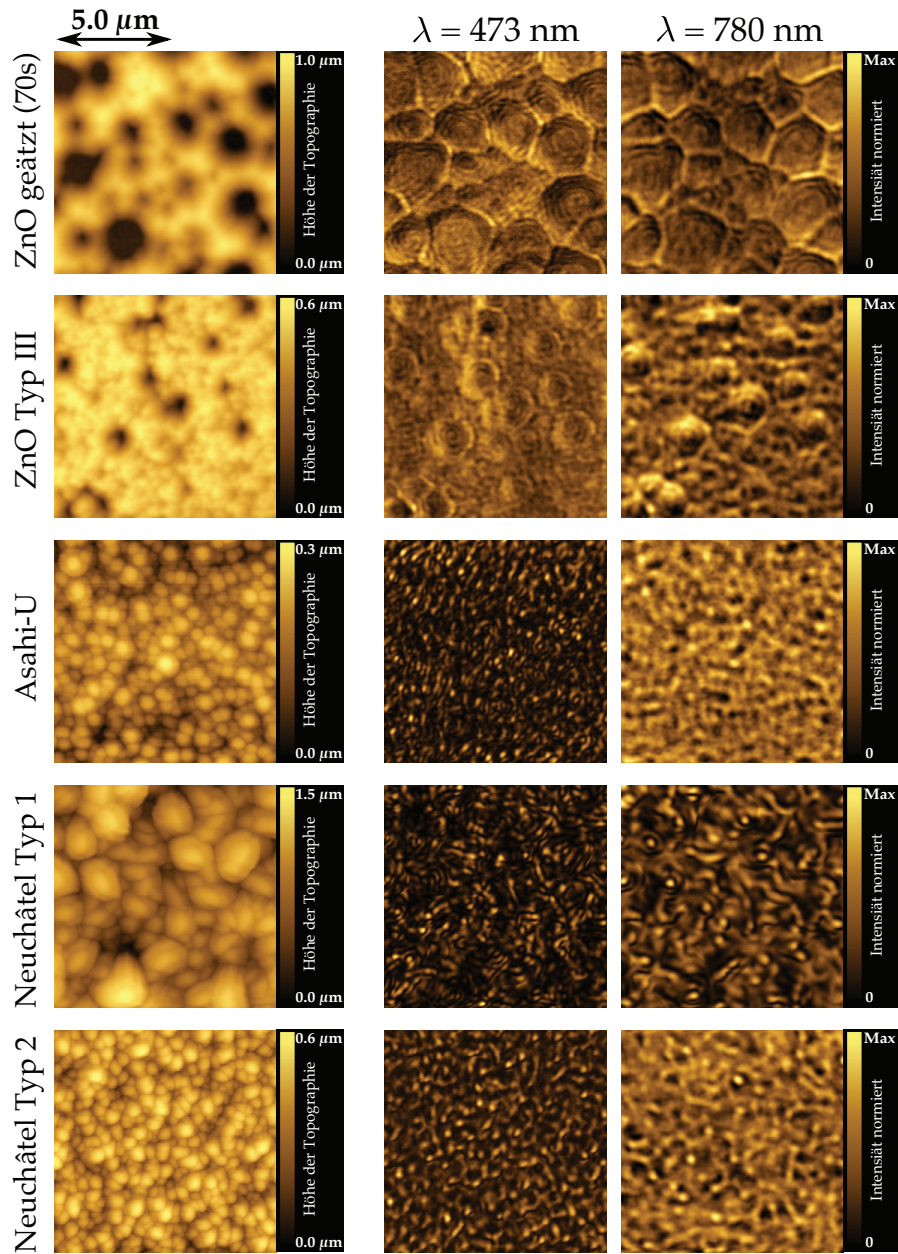
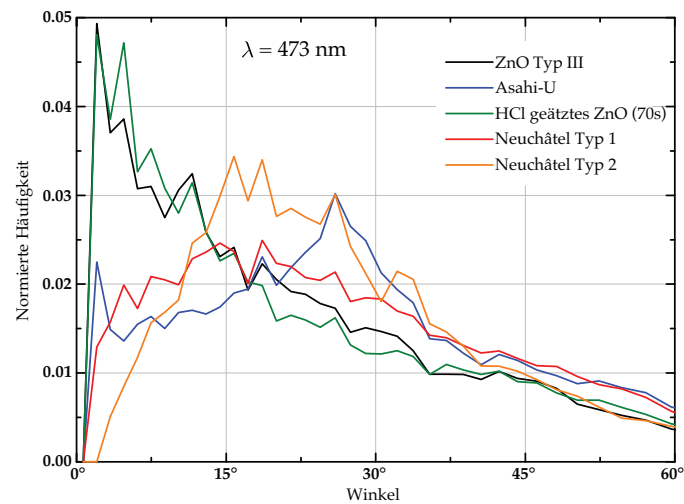
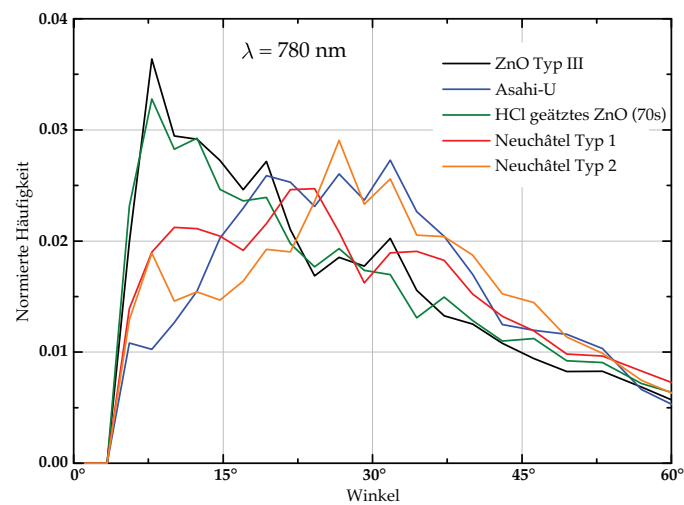


Abbildung 5.10: Topographie (erste Spalte) und NSOM-Nahfeldmessungen bei einer Wellenlänge von 473 nm (zweite Spalte) und 780 nm (dritte Spalte) verschiedener TCO-Typen. Die gezeigten Topographien wurden mit dem Nahfeldmikroskop aufgenommen.



(a)



(b)

Abbildung 5.11: (a) Streuwinkelverteilung aus NSOM-Messungen im Nahfeld an verschiedenen TCO-Oberflächen bei einer Wellenlänge von 473 nm und (b) bei einer Wellenlänge von 780 nm. Analysiert wurden die in Abb. 5.10 gezeigten Messungen. Das Integral der Kurven ist auf 1 normiert.

liefern. Dennoch geben die Diagramme in Abhängigkeit von der Wellenlänge einen qualitativen Hinweis auf die Streueigenschaften der jeweiligen texturierten Oberfläche. Die Streuwinkelverteilungen der Asahi-U- und Neuchâtel

Typ 2-Oberflächen weisen eine breitere Verteilung auf. Dies bedeutet, dass diese Strukturen ein größeres Potential haben, Licht diffus in die Solarzelle zu streuen.

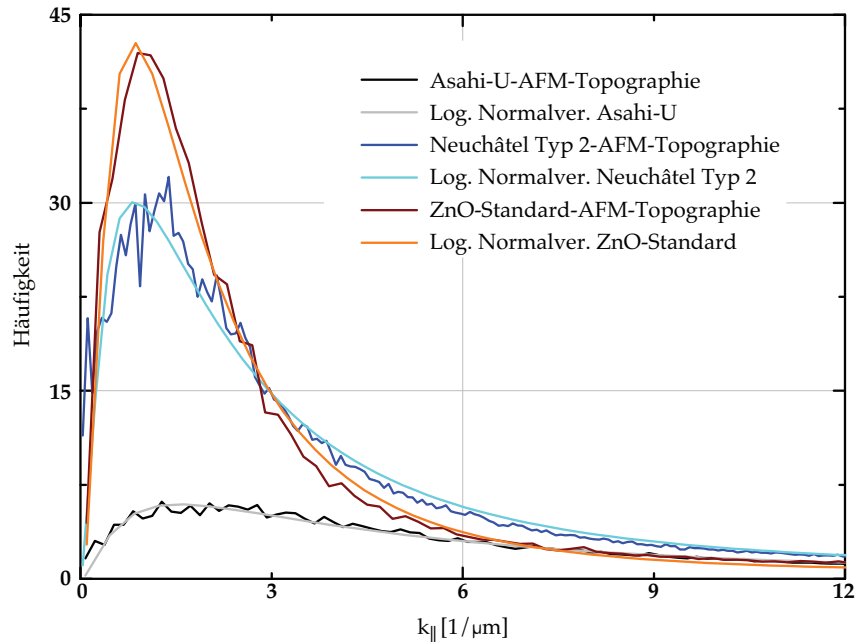


Abbildung 5.12: Durch die Fourieranalyse ermittelte Verteilung von $k_{||}$ für drei verschiedene Topographien (Asahi-U, Neuchâtel Typ 2, ZnO Standard) in erster Beugungsordnung. Die Topographiedaten stammen aus AFM Messungen und das betrachtete Feld misst $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$.

Zur genaueren Analyse sind in Abb. 5.12 die Ergebnisse aus Fourieranalysen an drei Topographietypen gezeigt. Die in dieser Auswertung verwendeten Topographien stammen aus AFM Messungen und bemessen eine Fläche von $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$. Des Weiteren ist jeweils eine logarithmische Normalverteilung angepasst. Es ist auffällig, dass die Graphen in ihrer Breite große Unterschiede zeigen, jedoch dass die Positionen der Maxima vergleichbar sind. Der Streuanteil von Neuchâtel Typ 2 ist ab ca. $k_{||} = 3/\mu\text{m}$ am größten. Der Bereich zwischen $3/\mu\text{m}$ und $10/\mu\text{m}$ entspricht dem stark gestreuten Anteil des langwelligen Lichts. Für den langwelligen Bereich des Lichts (ab ca. $650\ \text{nm}$) ist die Optimierung der Lichtführung in der Dünnschichtsolarzelle von besonderer Bedeutung. Diese vergleichsweise einfache Untersuchungsmethode gibt bereits wichtige Hinweise auf die Streuqualität einer texturierten Oberfläche. Folgende Tab. 5.3 fasst die wesentlichen Strukturparameter der hier untersuchten Topographien zusammen.

Tabelle 5.3: Eigenschaften der Topographien aus Abb. 5.12. Die angegebene RMS-Rauigkeit stellt einen für die jeweilige Topographie typischen Wert dar. Als Neigungswinkel ist der Mittelwert angegeben. σ , e^μ und die Fläche A der Kurve ergeben sich aus der halblogarithmischen Anpassung.

Oberfläche	RMS [nm]	Neigungswinkel	σ [1/ μm]	e^μ [1/ μm]	A [1/ μm^2]	$\sigma^2 \cdot A$ [1/ μm^4]
Asahi-U	35,2	14°	$3,61 \pm 0,06$	$6,09 \pm 0,19$	$16,2 \pm 0,3$	211 ± 8
ZnO Standard	160,8	22°	$2,73 \pm 0,03$	$1,85 \pm 0,03$	$37,3 \pm 0,3$	278 ± 7
Neuchâtel Typ 2	193,3	34°	$3,27 \pm 0,06$	$2,63 \pm 0,09$	$36,1 \pm 0,5$	386 ± 15

5.2 Übergang zum Fernfeld

Im vorherigen Abschnitt wurden die Ergebnisse von NSOM-Messungen nahe der Oberfläche vorgestellt. Dieser Abschnitt behandelt nun den Übergang vom Nahfeld zum Fernfeld. In Abb. 5.13 sind von links nach rechts vier NSOM-Messungen, gemessen bei einer Wellenlänge von 473 nm an einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche, in Abhängigkeit vom Abstand zwischen NSOM-Spitze und Oberfläche gezeigt. Im Nahfeld sind die im vorherigen Abschnitt

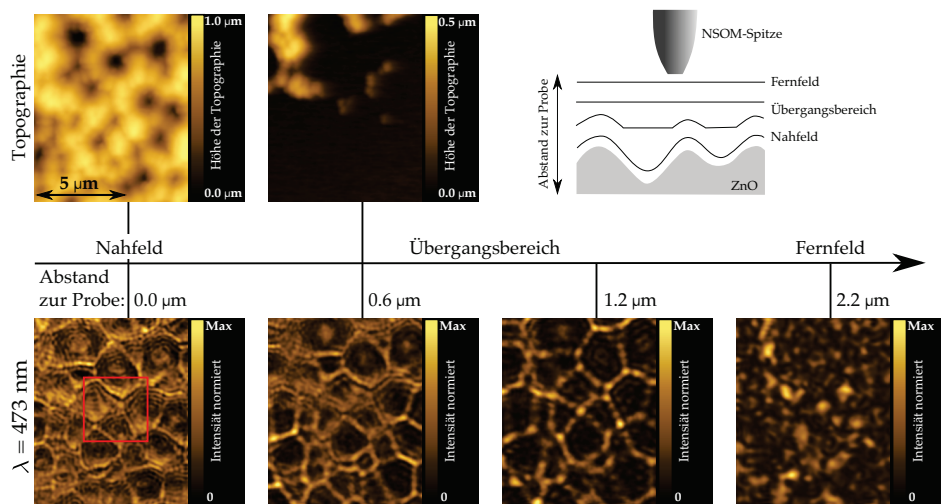


Abbildung 5.13: Entwicklung des optischen Signals in Abhängigkeit vom Abstand zwischen NSOM-Spitze und Oberfläche. Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 473 nm in Transmission an einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche durchgeführt. Das rote Quadrat markiert den in Abb. 5.14 betrachteten Bereich.

des Kapitels beschriebenen Effekte zu erkennen. Durch das Zurückfahren der NSOM-Spitze kann die Intensität des transmittierten Lichts in verschiedenen Abständen zur Probe vermessen werden. Die angegebenen Abstände beziehen sich auf den tiefsten Punkt, der gemessen wurde. Bei einem Abstand von ca. 600 nm kommt die Spitze nur noch an wenigen Stellen mit der Topographie in Berührung. Ein Vergleich der dortigen NSOM-Messung mit dieser Topographie zeigt, dass dort, wo Topographie noch zu messen ist, auch die Effekte des Nahfelds noch zu sehen sind. Ist die Topographie nicht mehr zu messen, wie z. B. im unteren rechten Bereich des Bildes, so ist zu erkennen, dass zum einen die Lichtlokalisierungen an den Kraterrändern deutlich hervortreten und zum anderen die periodischen Strukturen verschwinden. Noch weiter weg von der Probenoberfläche (weiter rechts in Abb. 5.13) verschwinden die feinen periodischen Strukturen im Kraterinneren völlig und die Kraterränder erscheinen besonders hell. Dies ist ein erster Hinweis dafür, dass das transmittierte Licht durch die Kraterstrukturen fokussiert wird. Im Übergangsbereich zwischen Nah- und Fernfeld - der Abstand der Spitze zur Oberfläche beträgt nur wenige Wellenlängen - existieren offenbar noch stärkere Lichtlokalisierungen als direkt über der Oberfläche. Die vierte in Abb. 5.13 gezeigte NSOM-Messung repräsentiert eine Messung im Fernfeld. Die Kraterränder, die in den Messungen im Übergangsbereich noch hervortraten, sind hier nicht mehr zu erkennen. Einzelne Punkte können den Strukturen aus den vorherigen Messungen zugeordnet werden. Das NSOM-Bild insgesamt ähnelt sehr stark einem Specklemuster, welches im Fernfeld beobachtet werden kann,

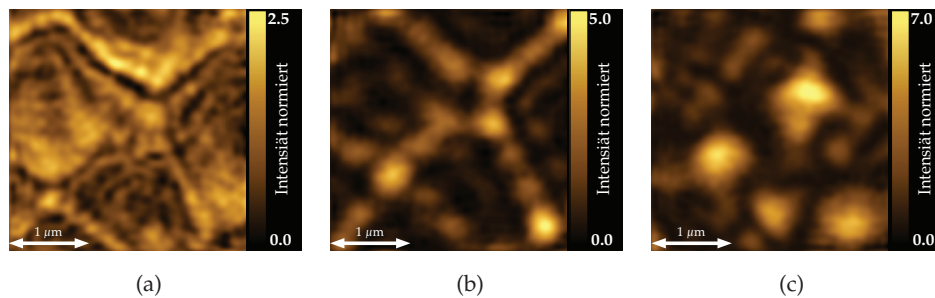


Abbildung 5.14: NSOM-Messung im (a) Nahfeld (Abstand zur Probe ca. 20 nm), (b) Übergangsbereich (Abstand zur Probe ca. 1,2 μm) und (c) Fernfeld (Abstand zur Probe ca. 2,2 μm) bei einer Wellenlänge von 473 nm an einer stochastisch texturierten ZnO-Oberfläche. Die Bilder entsprechen dem 3,33 $\mu\text{m} \times 3,33 \mu\text{m}$ großen Bildausschnitt aus Abb. 5.13. Die Intensitätsskala ist für den besseren Vergleich auf den Mittelwert der Nahfeldmessung normiert.

wenn hinreichend kohärentes Licht auf eine raue Oberfläche trifft [167, 168]. Der rot markierte Bereich ist in Abb. 5.14 vergrößert dargestellt. Die Intensitätsskala ist auf den Mittelwert der Nahfeldmessung (a) normiert. Das an den Kraterrän-

dem lokalisierte Licht erreicht Intensitäten, die dem 2,5-fachen des Mittelwerts entsprechen. Im Übergangsbereich (b) ist besonders in den Punkten, an denen Kraterränder zusammenstoßen, die Intensität am größten. Im Vergleich zum Mittelwert im Nahfeld erhöht sich an diesen Stellen die Intensität um das 5-fache. Die Lichtlokalisierungen im Fernfeld (c) sind in dem gezeigten Bild sogar 7-mal größer als der Mittelwert aus der Nahfeldmessung. Offenbar sorgt nicht nur die lokale Struktur für eine Lokalisierung des Lichts, z. B. an den Kraterrändern, sondern auch das Zusammenspiel mehrerer Kraterstrukturen bewirkt eine Fokussierung des Lichts einige Mikrometer über der texturierten Oberfläche.

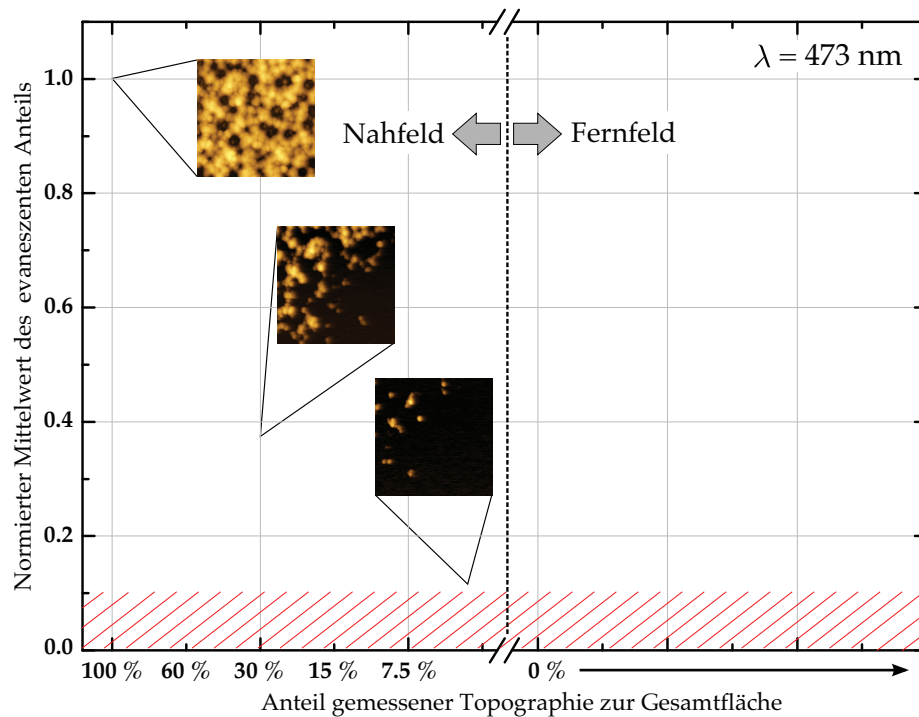


Abbildung 5.15: Normierter Mittelwert des evaneszenten Anteils in Abhängigkeit vom Anteil der gemessenen Topographie zur Gesamtfläche. Betrachtet ist ein $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ großes Messfeld bei einer Wellenlänge von 473 nm. Der Abstand der Nahfeldsonde zur Oberfläche ist stetig in 200 nm Schritten erhöht worden. Die rote Schraffur markiert den Wertebereich, der als Messrauschen interpretiert wird.

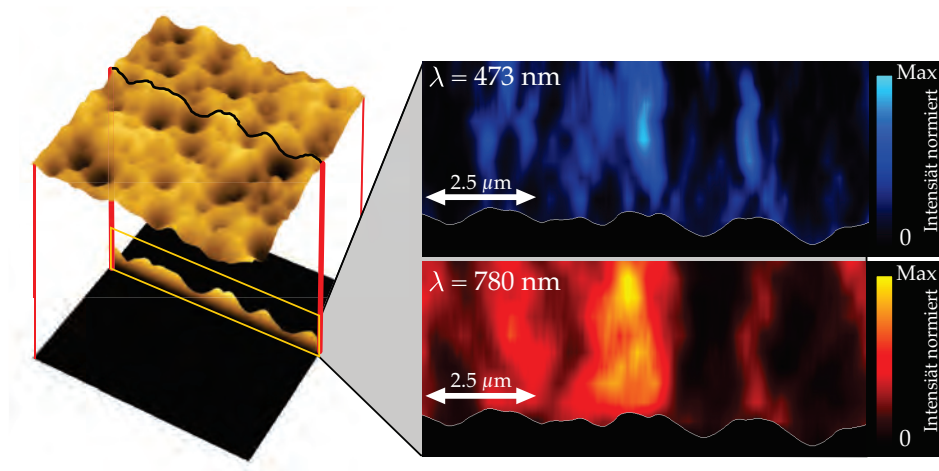
Bevor auf diesen Aspekt noch weiter eingegangen werden soll, stellt sich die Frage, was mit dem evaneszenten Anteil in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche passiert. Ein $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ großes Messfeld wird dazu wiederholt mit einer schrittweisen Erhöhung des Abstands um ca. 200 nm vermessen. Aus

den NSOM-Messungen wird der Mittelwert des evaneszenten Anteils extrahiert und auf den Mittelwert des evaneszenten Anteils im Nahfeld normiert. Das schrittweise Zurückfahren der NSOM-Spitze bewirkt, dass die Topographie nur noch an höheren Stellen gemessen werden kann. Der normierte Mittelwert des evaneszenten Anteils ist in Abb. 5.15 gegen dem Verhältnis der Flächen aus noch messbarer Topographie zur gesamten Messfläche aufgetragen. Verringert sich der Anteil der gemessenen Topographie an der Gesamtfläche, so sinkt auch der evaneszente Anteil. Ist der Abstand zur Oberfläche groß genug, also keine Topographie messbar, so verharrt der Mittelwert des evaneszenten Anteils auf einen nahezu konstanten Wert. Dieser Wendepunkt markiert eine Trennlinie zwischen den Nahfeldeigenschaften der Oberfläche und dem ins Fernfeld propagierenden Licht. Da erstens evaneszente Felder keinen Beitrag für das Fernfeld liefern [169] und zweitens dieser Wert, über viele Messungen hinweg, nur ganz schwach variiert, ist er als Messrauschen zu identifizieren. Dieses Störsignal kann unterschiedliche Ursachen haben, z. B. eine nicht exakte Modulierung des Lasers oder eine Einkopplung von externen Signalen. Es ist bekannt, dass dieses Signal durch Fourieranalyse hervortritt, da die Fourieranalyse in vielen Bereichen zum Herausfiltern von Rauschsignalen benutzt wird [170]. Abhängig von der Qualität der jeweiligen Messreihe und von der verwendeten Wellenlänge ist dieses Rauschen mehr oder weniger stark ausgeprägt.² Für jede Messreihe kann ein Bereich bestimmt werden, der als Hintergrundrauschen interpretiert wird. Dieser stellt damit die Messgenauigkeit des Nahfeldmikroskops dar. In Abb. 5.15 ist ein solcher Bereich exemplarisch rot schraffiert. Typischerweise liegt dieser Wert allerdings unter 2%.

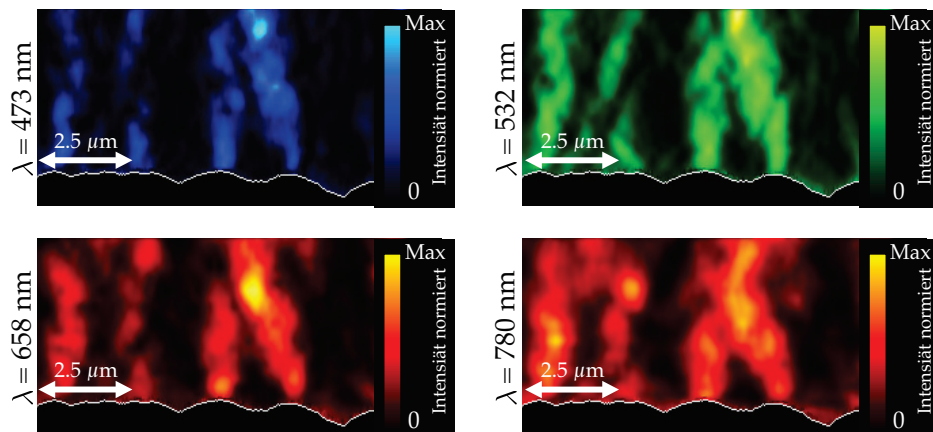
Das systematische Vermessen der Topographie und des optischen Signals im Nahfeld in Verbindung mit dem wiederholten Messen nach einem schrittweisen Entfernen der Nahfeldsonde von der Oberfläche ermöglichen eine dreidimensionale Darstellung der Intensität des transmittierten Lichts über der rauen Oberfläche. Dazu werden die einzelnen Messungen dem jeweiligen Höhenschritt entsprechend übereinander gelegt. Fehlende Bereiche werden linear interpoliert, wodurch eine kontinuierliche dreidimensionale Darstellung gewährleistet ist (vgl. Kap. 3.1 und [20]). In Abb. 5.16(a) ist die Topographie einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche zu sehen. Die durch die schwarze Linie exemplarisch ausgewählte Messzeile ist auf der rechten Seite der Abbildung dargestellt. Für die Wellenlängen 473 nm und 780 nm zeigt diese Illustration für die ausgewählte Messzeile die lokalen Intensitäten des ins Fernfeld propagierenden Lichts. Für beide Wellenlängen sind zunächst zwei Aspekte zu beobachten. Zum einen treten strahlenförmige Säulen aus den Spitzen der Kraterländer heraus. Diese werden im Folgenden als Photonenjets bezeichnet. Zum anderen erfährt das Licht in ausreichender Entfernung eine Fokussierung. Diese Form der Fokussierung ist

²Alle verwendeten Lasersysteme werden individuell moduliert, wodurch jede Wellenlänge unterschiedlich starke Störsignale in die Messung einbringt.

ein direkter Effekt der Oberflächenstruktur, die als Mikrolinse fungiert und die Strahlen konstruktiv bündelt [151, 156, 171]. Schulte *et al.* konnten diese Effekte sogar mit ihrem Ray-Tracing-Modell nachahmen [158]. Dieses Modell basiert auf der geometrischen Optik und vernachlässigt somit die Welleneigenschaften des



(a)



(b)

Abbildung 5.16: (a) Dreidimensionale Darstellung einer $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ großen Topographie der stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche (links). Die schwarze Linie markiert die Zeile der Messung, die exemplarisch auf der rechten Seite hervorgehoben ist. Für diese Darstellung sind ca. 20 Messungen mit einer Schrittweite von etwa 200 nm zusammengefasst. (b) Profile für die Wellenlängen 473 nm, 532 nm, 658 nm und 780 nm einer exemplarisch ausgewählten Zeile.

Lichts. Folglich sind sowohl die Photonenjets als auch die Fokussierung auf makroskopische Effekte des Fernfelds zurückzuführen. In Abb. 5.16(b) ist eine weitere Messzeile für vier verschiedene Wellenlängen gezeigt. Grundsätzlich sind bei allen Wellenlängen ähnliche Effekte zu beobachten. Ein wesentlicher Unterschied ist der Fokus der Mikrolinsen. So treten diese Lichtlokalisierungen im Fernfeld abhängig von der Wellenlänge an unterschiedlichen Positionen auf. Da grundsätzlich jede Zeile der Profilbilder betrachtet werden kann, gewährt diese Form der Darstellung einen vollständigen Einblick in die Propagation von Licht nach dem Verlassen der texturierten Probe. Dieser Einblick ist typischerweise nur durch aufwendige Simulationen möglich. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten mikroskopischen Untersuchungen erlauben nun einen experimentellen Zugang. Allerdings ist dieser Zugang nur bis zur Oberfläche der Probe möglich, ein Einblick in das Material hingegen bleibt verwehrt. Feld- bzw. Intensitätsverteilungen im Material können jedoch durch Simulationen gewonnen werden. Wie exakt eine Simulation die realen physikalischen Zusammenhänge wiedergibt, hängt entscheidend von den Eingabeparametern, Annahmen und Vereinfachungen ab, die in die Berechnungen einfließen. Je komplexer ein System ist, welches durch Simulationen beschrieben werden soll, um so schwieriger gestaltet sich eine vollständige Berücksichtigung aller Parameter. Dies liegt einerseits in der nur endlich zur Verfügung stehenden Rechenzeit und andererseits ist eine vollständige Kenntnis aller Parameter eines Systems nicht möglich. Aus diesem Grund ist es für eine theoretische Untersuchung von unschätzbarem Wert, wenn ihre Ergebnisse durch experimentelle Befunde bestätigt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wird mit Hilfe der optischen Rasternahfeldmikroskopie die Feld- bzw. Intensitätsverteilung des Lichts nach der Transmission durch ein Schichtsystem für die Dünnschichtphotovoltaik vermessen. Die experimentellen Ergebnisse liefern ein bedeutendes Vergleichskriterium für die aus FDTD-Simulationen gewonnenen Ergebnisse. Sie erhöhen somit das Vertrauen in Erkenntnisse, die experimentell nicht zugänglich sind. Die Kombination von Nahfeldmikroskopie und FDTD-Simulation stellt somit ein mächtiges Werkzeug zur Beschreibung und Optimierung von Dünnschichtsolarzellen dar. In Abb. 5.17 ist ein solcher Vergleich bei einer Wellenlänge von 780 nm zwischen NSOM-Messung und FDTD-Simulation am Beispiel einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche gezeigt. Die gemessene Topographie sowie die dielektrische Funktion des Probenmaterials dienen als Eingabeparameter. Die Größe des Messfeldes ist derart gewählt, dass sie wesentliche Strukturen der Oberfläche erfasst und somit repräsentativ für die gesamte Oberfläche ist. Die im Experiment beschriebenen Lichtlokalisierungen, sowohl im Nahfeld an den Kraterrändern wie auch im Fernfeld durch Fokussierung, werden durch die Simulationen sehr gut beschrieben. Auch die periodischen Strukturen im Inneren der Krater sind in den Simulationen wieder zu finden. Diese hohe Ähnlichkeit ist erstaunlich. Die verwendeten dielektrischen Funktionen bzw. Brechungsindizes der Probenmaterialien stammen aus makroskopischen Messungen, wie z. B. der PDS und der Ellipsometrie. Lokale Schwankungen des Brechungsindex sind daher nicht aufgelöst, könnten jedoch

auf mikroskopischer Skala bedeutend sein. Im Rahmen dieser Arbeit ist allerdings festzustellen, dass lokale Brechungsindizes bzw. die lokale Genauigkeit der Werte eine untergeordnete Rolle spielen. Eine viel größere Bedeutung ist grundsätzlich dem Einfluss der Messsonde auf das experimentelle Ergebnis beizumessen [172].

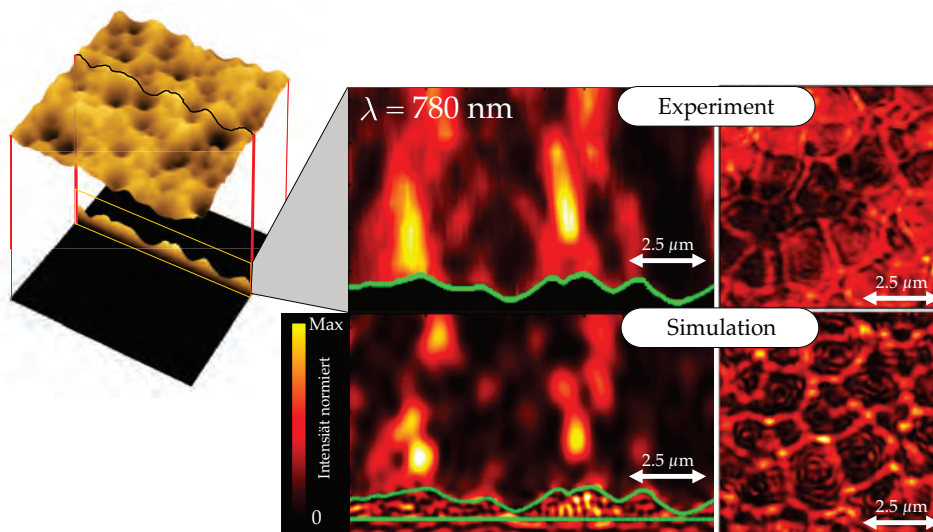


Abbildung 5.17: Exemplarisch gezeigter qualitativer Vergleich einer NSOM-Messung an einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche bei einer Wellenlänge von 780 nm (oben) mit der zugehörigen FDTD-Simulation (unten). Während die NSOM-Messung (oben rechts) direkt an der Oberfläche durchgeführt wird (ca. 20 nm), weist die zugehörige Simulation (rechts unten) erst bei einem Abstand von ca. 200 nm eine hohe Übereinstimmung mit der Messung auf.

Die Wechselwirkung der NSOM-Spitze mit dem elektromagnetischen Feld sowie mit der Oberfläche sind in den Simulationen vernachlässigt. Der direkte Vergleich von Experiment und Simulation zeigt, dass die Simulation bei einem Abstand von ca. 200 nm am besten mit der NSOM-Messung an der Oberfläche übereinstimmt. Die Profilsicht in Abb. 5.17 erweckt allerdings den Eindruck, dass diese Diskrepanz im Fernfeld nicht auftritt. Da die optischen Strukturen im Fernfeld über mehrere Mikrometer ausgedehnt sind, wäre es möglich, dass eine Abweichung um ca. 200 nm nicht ins Gewicht fällt. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Übertragungsfunktion der Spitze als Tiefpass fungiert [151], wodurch bestimmte Raumfrequenzen selektiert werden. Trotz der Vernachlässigung der Wechselwirkungen zwischen Messsonde und Messgröße bestätigen diese Ergebnisse eindrucksvoll, dass die FDTD-Simulation für die in der Dünnschichtphotovoltaik wichtigen Untersuchungen ein hervorragendes Abbild der realen Physik liefert.

Die enorme Übereinstimmung der Ergebnisse ausserhalb der untersuchten Probe veranlasst somit, auch den Ergebnissen im Material zu vertrauen.

*Wir machen die Elektrizität so billig,
dass nur noch die Reichen Kerzen benutzen!*
Thomas A. Edison

6 Nahfeldeffekte in Dünnschichtsolarzellen

Aufbauend auf den Beobachtungen an texturierten TCO-Oberflächen werden in diesem Kapitel die Untersuchungen an Dünnschichtsystemen fortgesetzt. Im ersten Teil des Kapitels werden exemplarisch die Ergebnisse der Messungen an rauen a-Si:H- und $\mu\text{c-Si:H}$ -Oberflächen vorgestellt. Variationen in der Oberflächengestalt konnten mit Hilfe von FDTD-Simulationen untersucht werden. Der zweite Teil des Kapitels behandelt eine erste experimentelle Umsetzung der Untersuchung an Oberflächen, deren Gestalt variiert wurde, und zeigt deren Ergebnisse. Das Kapitel wird durch die Untersuchungen an einem fast vollständigem Stapelsystem einer Dünnschichtsolarzelle abgeschlossen. Im Vordergrund steht hierbei die Untersuchung der lokalen Lichtfalleneigenschaften von selektiven und diffraktiven Filtern.

6.1 Lichtlokalisierungen in Dünnschichtsystemen

Untersuchungen mit dem Nahfeldmikroskop haben an texturierten TCO-Oberflächen gezeigt, dass Licht an Spitzen und steilen Kanten besonders stark lokalisiert. Des Weiteren konnten periodische Strukturen beobachtet werden, die als evaneszente Felder an der Oberfläche zu messen sind. Diese Felder können ein äußeres Zeichen für die Führung von Lichtmoden in der untersuchten Schicht sein. Damit ist die Untersuchung solcher Effekte von erheblicher Bedeutung, da in der Dünnschichtsolarzelle die Lichtführung eine zentrale Rolle bei der Optimierung spielt. In Abb. 6.1 ist exemplarisch das Ergebnis einer NSOM-Messung in Transmission an einer rauen a-Si:H-Schicht (a) und einer rauen $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht bei einer Wellenlänge von 658 nm gezeigt. Sowohl die a-Si:H- als auch die $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht wurden auf ein standardmäßig stochastisch texturiertes ZnO:Al-Glassubstrat deponiert. Auf den ersten Blick erscheint das Ergebnis an diesen Oberflächen deutlich von denen, die direkt an der TCO-Oberfläche vermessen wurden, abzuweichen (vgl. z. B. Abb. 5.1). Kraterränder erscheinen in ihrer Intensität im Nahfeld nicht mehr dominant und optische Strukturen wirken deutlich unschärfer. Das gesamte Bild erscheint daher als weniger detailreich. In Abb. 6.1(c) ist eine einzelne Kraterstruktur hervorgehoben. Für die beiden gezeigten Wellenlängen 473 nm und 780 nm sind dennoch im Vergleich zur Messung an der texturierten ZnO:Al-Oberfläche wesentliche Ähnlichkeiten zu beobachten. Periodische Strukturen zeigen sich an

den Kraterwänden und die Ränder der Krater treten mit Lichtlokalisierungen, wenn auch in einer schwächeren Form, hervor.

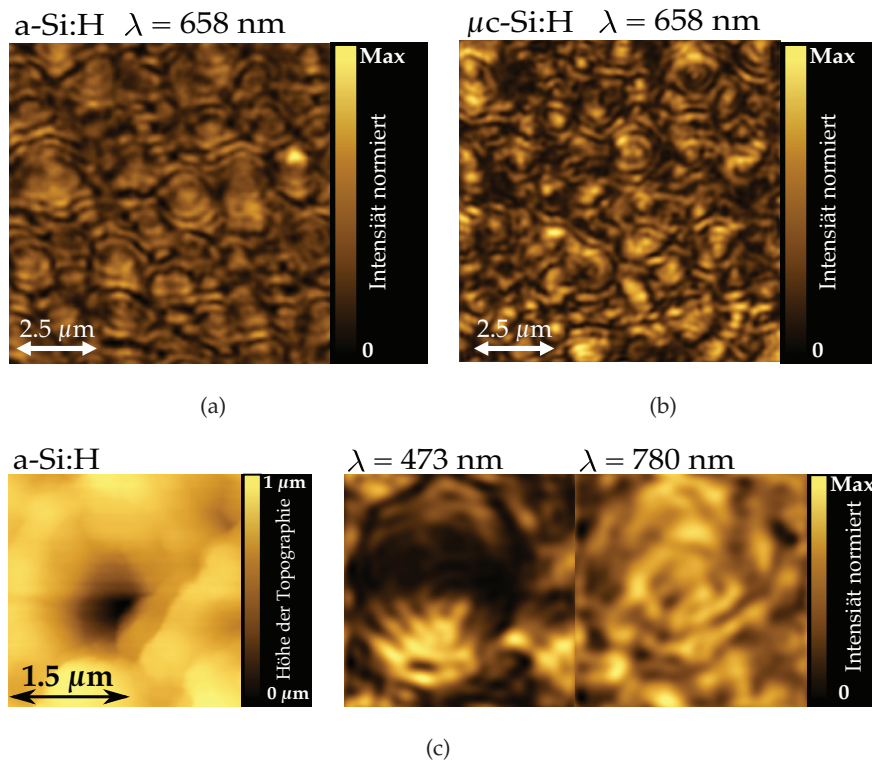


Abbildung 6.1: Ergebnisse von NSOM-Messungen in Transmission an der Oberfläche einer rauen ca. 200 nm dicken a-Si:H-Schicht (a) und an der Oberfläche einer rauen ca. 1 μm dicken $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht (b) bei einer Wellenlänge von 658 nm. (c) Topographie einer mit a-Si:H bedeckten Kraterstruktur und zugehörige NSOM-Messungen bei Wellenlängen von 473 nm und 780 nm.

Das Messen evaneszenter Felder an den texturierten a-Si:H- und $\mu\text{c-Si:H}$ -Oberflächen ist von zentraler Bedeutung. Für die Dünnschichtsolarzelle ist eine optimale Lichtführung essentiell, da nur ein möglich langes Verweilen der Lichtmoden in der photovoltaisch aktiven Schicht eine maximale Generation von Ladungsträgern gewährleisten kann. Da evaneszente Felder auf Grund von Totalreflexionen an der Grenzfläche entstehen, sollte ihr Vorkommen als Maß für die Lichtführung geeignet sein. Anhand der in Abb. 6.1(c) gezeigten Kraterstruktur ist zu erkennen, dass analog zum Fall der reinen ZnO:Al-Oberfläche an Luft auch die a-Si:H-Oberfläche an den Kraterwänden eine Lichtführung ermöglicht. Evaneszente Felder sind an diesen Stellen besonders häufig anzutreffen.

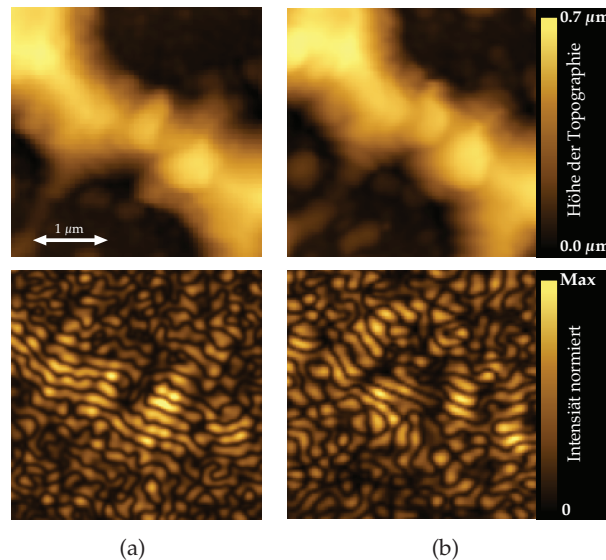


Abbildung 6.2: (a) Topographie und evaneszenter Anteil der NSOM-Messung bei einer Wellenlänge von 780 nm am Kraterrand einer stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberfläche. (b) Topographie und evaneszenter Anteil wie in (a) nach Deposition einer ca. 200 nm dicken a-Si:H-Schicht. Die Größe des Ausschnitts beträgt $3,33 \mu\text{m} \times 3,33 \mu\text{m}$.

In Abb. 6.2 ist ein Kraterrand einer stochastisch texturierten Oberfläche vor (a) und nach (b) der Deposition von ca. 200 nm dicken a-Si:H exemplarisch herausgegriffen. Während in der Topographie kaum Unterschiede festzustellen sind, offenbart ein Vergleich der evaneszenten Anteile bei einer Wellenlänge von 780 nm deutliche Unterschiede. Leichte Veränderungen in der Oberflächengestalt und insbesondere der andere Brechungsindex haben eine starke Wirkung auf die Lichtführung. Prinzipiell ist aber festzuhalten, dass, wie bereits in Abb. 5.7 diskutiert, die steilen Kraterwände und die dort vorherrschende Krümmung der Oberfläche offensichtlich eine gute Lichtführung begünstigen. Auch der Übergang vom Nah- ins Fernfeld weist grundsätzlich ein ähnliches Verhalten auf. Durch eine ausreichend große Verkipfung der Probe ist es möglich, den kontinuierlichen Übergang vom Nah- ins Fernfeld innerhalb einer Messung zu beobachten. Ist die Verkipfung groß genug, so kann die Abstandsregelung des Mikroskops die Spitze in einer Hälfte der Probe nicht mehr nah genug an die Oberfläche heranführen. Die Spitze verharrt auf einer festen Position, während durch die Verkipfung der Probe der Abstand zwischen Oberfläche und Spitze vergrößert wird. In Abb. 6.3 ist das Ergebnis einer solchen Messung bei einer Wellenlänge von 658 nm gezeigt. Während in der linken oberen Ecke noch Topographie zu messen ist, befindet sich die NSOM-Spitze in der rechten unteren Ecke bereits im

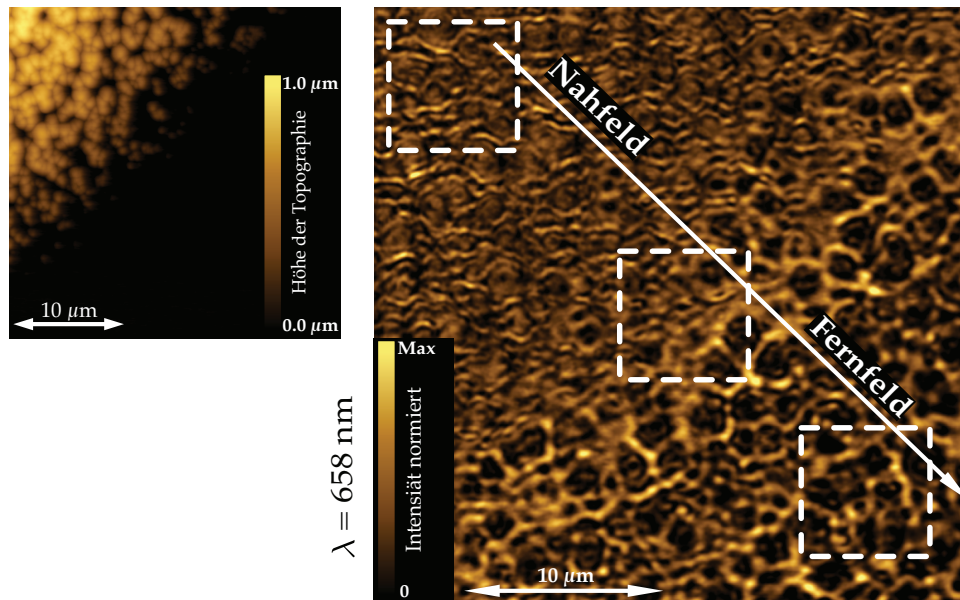


Abbildung 6.3: NSOM-Messung an einer stochastisch texturierten und mit a-Si:H-bedeckten Oberfläche ($30\text{ }\mu\text{m} \times 30\text{ }\mu\text{m}$) bei einer Wellenlänge von 658 nm. Eine ausreichend große Verkippung der Probe ermöglicht die kontinuierliche Messung des Übergangs vom Nah- ins Fernfeld. Typische Bereiche sind in der Abbildung hervorgehoben.

im Übergangsbereich zum Fernfeld. Ein Vergleich mit Messungen in denen der Abstand kontrolliert erhöht wurde, und auch die Erfahrung aus Messungen an texturierten ZnO:Al-Oberflächen, wie z. B. in Abb. 5.13, zeigen, dass der rechte untere Bildrand einer NSOM-Messung im Übergangsbereich entspricht, d. h. der Abstand beträgt maximal einige Wellenlängen. Bei deutlich größeren Abständen wäre ein Specklemuster zu erwarten (vgl. Abb. 5.13). In dieser NSOM-Messung sind jedoch deutlich die Lichtlokalisierungen der Kraterränder zu sehen, die im Übergangsbereich besonders intensiv hervortreten. Die Neigung der Probe kann anhand der gemessenen Topographie auf $2,0^\circ \pm 0,5^\circ$ abgeschätzt werden. Damit ergibt sich ein maximaler Abstand zwischen Oberfläche und Spitze von $1,2\text{ }\mu\text{m} \pm 0,3\text{ }\mu\text{m}$. Diese grobe Abschätzung bestätigt die Erfahrungen aus vorherigen Messungen. Die Betrachtung der weiteren Propagation des Lichts in Form einer Profilansicht eines Höhenscans offenbart ähnliche Phänomene, wie sie bereits an den stochastisch texturierten TCO-Oberflächen beobachtet werden konnten. Dies ist im Wesentlichen in der nahezu konformalen Deposition der a-Si:H-Schicht begründet. Die Oberflächenstruktur bleibt weitestgehend erhalten und nur lokale, bzw. auf der Nanometerskala relevante, Abweichungen treten auf. Effekte, die auf groben Strukturelementen beruhen, wie z. B. Photonenjets und auch die Lichtfokussierungen, ähneln daher sehr stark den Phänomenen, die an den ZnO:Al-Oberflächen zu beobachten sind. In Abb. 6.4 sind exemplarisch

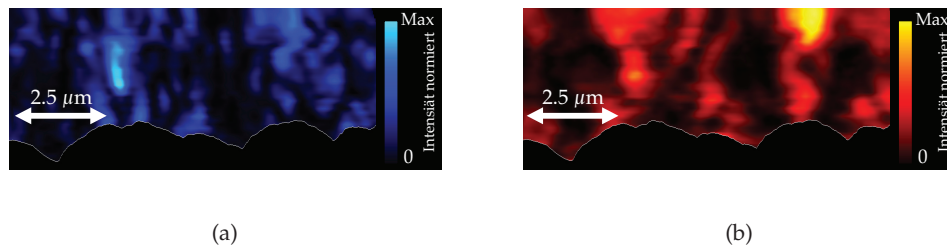


Abbildung 6.4: Profilsicht von Höhenscans an einer mit 160 nm a-Si:H-bedeckten und stochastisch texturierten Oberfläche für die Wellenlängen 473 nm (a) und 780 nm (b) einer exemplarisch ausgewählten Zeile.

für die Wellenlängen 473 nm und 780 nm solche Profilsichten dargestellt. Wie bereits im vorangegangenen Kapitel festzustellen war, sind abhängig von der Wellenlänge lokale Unterschiede zu beobachten. Insbesondere erscheinen bei der längeren Wellenlänge die Effekte breiter und weniger detailreich. Die Bedeckung mit einer a-Si:H- oder μ c-Si:H-Schicht führt zu einer Abrundung von Kanten und sorgt somit für lokale Änderungen der Topographie. Die Absorption des Materials sorgt zunächst für eine Dämpfung der Lichtintensität. Dies äußert sich allerdings nur in Form eines geringeren Messsignals. Für die Lichtführung und das Auftreten von evaneszenten Feldern, z. B. durch Totalreflexion, ist hingegen nur der Sprung des Brechungsindex an der Grenzfläche entscheidend. Die FDTD-Simulationen haben den wesentlichen Vorteil, dass sie einen Einblick in die Feldverteilung im Material geben können. Dies ist ein Bereich, der zunächst durch das Experiment nicht zugänglich ist. Somit kann gleichzeitig die Lichtführung im Material und die Propagation des Lichts außerhalb beobachtet werden. Insbesondere eröffnet sich die Möglichkeit zu sehen, welche Bedeutung die nur an der Oberfläche messbaren Felder im Inneren der Schicht haben. Die Ergebnisse von NSOM-Messungen können dann zur Interpretation der Felder in der Schicht herangezogen werden. In Abb. 6.5 sind für die Wellenlängen 658 nm und 780 nm exemplarisch die Ergebnisse einiger Simulationen gezeigt. Eine typische Profilsicht einer Kraterstruktur ist zur Demonstration der auftretenden Effekte ausgewählt. Die einlaufende Welle kommt von unten und die erste grüne Linie markiert das Glassubstrat. Die Topographie des stochastisch texturierten ZnO_s entstammt einer NSOM-Messung und ist durch die zweite Linie hervorgehoben. Gezeigt sind die Ergebnisse für das stochastisch texturierte ZnO:Al ohne eine zusätzliche a-Si:H-Schicht, für eine 80 nm und für eine 250 nm dicke a-Si:H-Schicht. Letztere entspricht einer für die Dünnschichtsolarzelle typischen Schichtdicke. Der obere Halbraum hat den Brechungsindex $n = 1$ und soll somit Vakuum bzw. näherungsweise Luft repräsentieren. Beginnend bei einer Betrachtung des oberen Halbraumes, der einer NSOM-Messung zugänglich ist, sind in allen drei Fällen an der Oberfläche die periodischen Strukturen und die Lichtlokalisierungen zu beobachten. Damit geben diese Simulationsergebnisse die experimentellen Befun-

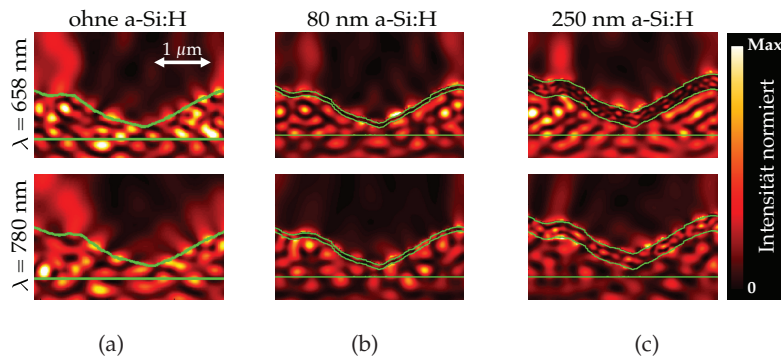


Abbildung 6.5: Ergebnisse aus FDTD-Simulationen an einem Schichtsystem bestehend aus einem Glassubstrat, stochastisch texturiertem ZnO:Al und einer in der Dicke variierenden a-Si:H-Schicht. Gezeigt ist ein Querschnitt einer Kraterstruktur bei den Wellenlängen 658 nm (erste Zeile) und 780 nm (zweite Zeile) für ein System ohne a-Si:H (a), mit einer 80 nm dicken a-Si:H-Schicht (b) und mit einer 250 nm dicken a-Si:H-Schicht (c). Für den oberen Halbraum ist Luft mit einem Brechungsindex $n = 1$ angenommen worden. Abbildung nach [171].

de an der Oberfläche sehr gut wieder. Auch die unterschiedliche Breite der Effekte in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist zu sehen. Bereits die NSOM-Messungen zeigten, dass es zwischen den unterschiedlichen Wellenlängen und auch zwischen dem Vorhanden sein und Fehlen einer zusätzlichen a-Si:H-Schicht keine prinzipiellen Unterschiede gibt. Die Simulationen spiegeln dieses Bild deutlich wieder, dass Unterschiede maßgeblich im Detail zu beobachten sind und auf sehr lokalen Effekte beruhen. Die feine periodische Struktur ist als starke Lichtlokalisierungen an den Kraterändern zu erkennen und unabhängig von der Existenz oder Dicke der a-Si:H-Schicht. Es ist festzustellen, dass trotz gleicher Texturierung der Oberfläche die optischen Effekte sich in ihrer Art kaum unterscheiden, aber die Intensitätsverteilungen deutliche Unterschiede aufweisen. Diese Unterschiede müssen folglich den Schichteigenschaften und der Schichtdicke zugeschrieben werden. Die Simulation ermöglicht nun die weitere Betrachtung der Lichtmoden im Inneren der Schichten [20, 171]. In der 80 nm dicken a-Si:H-Schicht können sich die Moden des langwelligen Lichts kaum ausbreiten und eine Lichtführung findet nicht statt. Im Fall einer Schichtdicke von 250 nm ist hingegen zu erkennen, dass Lichtmoden in der Schicht existieren und sich ausbreiten. Neben der Texturierung der jeweiligen Grenzschicht ist somit auch die Schichtdicke entscheidend für eine optimale Lichtführung. Damit ist festzuhalten, dass mit der Optimierung der Oberflächentextur auch eine Anpassung der Schichtdicke einhergehen muss. Hierbei ist es erforderlich, dass die beiden Randbedingungen minimale Dicke und maximale Lichtführung zusammengeführt werden, wobei die Abhängigkeit von der Wellenlänge zu berücksichtigen ist. Eine optimierte

Dünnschichtsolarzelle muss deshalb eine Dicke der a-Si:H-Schicht haben, die optimal an die Textur angepasst ist, um eine maximale Lichtführung für den relevanten Wellenlängenbereich zu gewährleisten.

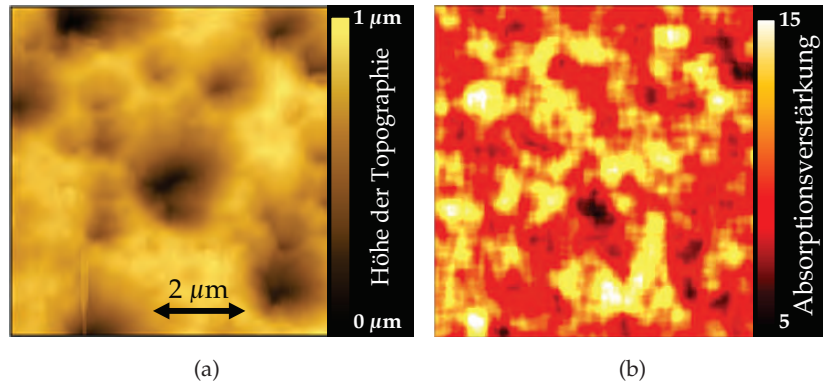


Abbildung 6.6: (a) Topographie einer stochastisch texturierten Oberfläche bedeckt mit einer a-Si:H-Schicht ($6\text{ }\mu\text{m} \times 6\text{ }\mu\text{m}$); (b) Berechnete orts aufgelöste Absorptionsverstärkung in der a-Si:H-Schicht bei einer Wellenlänge von 780 nm.

Die Simulation der Feldverteilung im Material birgt weitere Vorteile. Aus den vorangegangenen Simulationen kann mit Gl. 2.20 die lokale Absorption in der a-Si:H-Schicht bestimmt werden [31]. Unter der Voraussetzung, dass alle generierten Ladungsträger extrahiert werden können, ist diese lokale Absorption ein Maß für die lokale Quanteneffizienz der Solarzelle. Abb. 6.6 zeigt in (a) die Topographie einer stochastisch texturierten Oberfläche. In der Simulation wird diese mit einer 250 nm dicken a-Si:H-Schicht bedeckt. Eine Integration der lokalen Absorption über die Schichtdicke liefert eine zweidimensionale Darstellung der lokalen Absorption. Die lokale Absorptionsverstärkung ergibt sich durch die Normierung auf die Absorption in einer glatten Schicht und repräsentiert somit die Verbesserung durch die Lichtführung. Dadurch wird die Absorptionsverstärkung auf Grund der Textur deutlich. In Abb. 6.6(b) ist das Ergebnis einer solchen Untersuchung für eine Wellenlänge von 780 nm gezeigt. Es sind lokale Verstärkungen bis zu einem Faktor von 15 zu beobachten. Insbesondere ist die Verstärkung der Absorption gerade an den Kraterrändern zu finden, was mit den Ergebnissen aus den NSOM Nahfeldmessungen in Transmission korreliert [20, 31, 173]. Demnach sind diese Lichtlokalisierungen, die in den NSOM-Messungen zu beobachten sind, wichtige Indizien für Bereiche der texturierten Oberfläche, an denen die Lichtführung und die damit verbundene verbesserte Absorption erhöht ist. In Abb. 6.7(a) ist ein weiterer Vergleich an einer $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$ großen texturierten und mit einer 200 nm bedeckten a-Si:H-Schicht gezeigt. In (b) ist die NSOM-Nahfeldmessung in Transmission bei einer Wellenlänge von 780 nm und in (c) die

entsprechende FDTD-Simulation zu sehen. Die Simulation kann auch hier die wesentlichen Strukturen reproduzieren. Aus der Simulation wurde des Weiteren die über die Schichtdicke integrierte Absorption in der a-Si:H-Schicht ermittelt (d). Auch in diesem Beispiel ist wiederum zu erkennen, dass eine hohe Absorption besonders an den Kraterrändern stattfindet. Eine Verbindung zum evaneszenten Anteil aus der NSOM-Messung in Transmission (e) lässt folgende Schlussfolgerungen zu. Ein hoher evaneszenter Anteil ist besonders an den Kraterwänden zu finden. Spiegelt dieser evaneszente Anteil nun das in der Schicht geführte Licht wieder, so wird das Licht aus der Umgebung, also aus den Kratern, zu den Rändern geführt. Diese Lichtführung verlängert somit den Lichtweg in der Schicht und dadurch die Absorptionswahrscheinlichkeit. Schließlich findet an diesen Stellen, an denen die meisten Lichtmoden hingeführt werden können, auch die höchste Absorption statt.

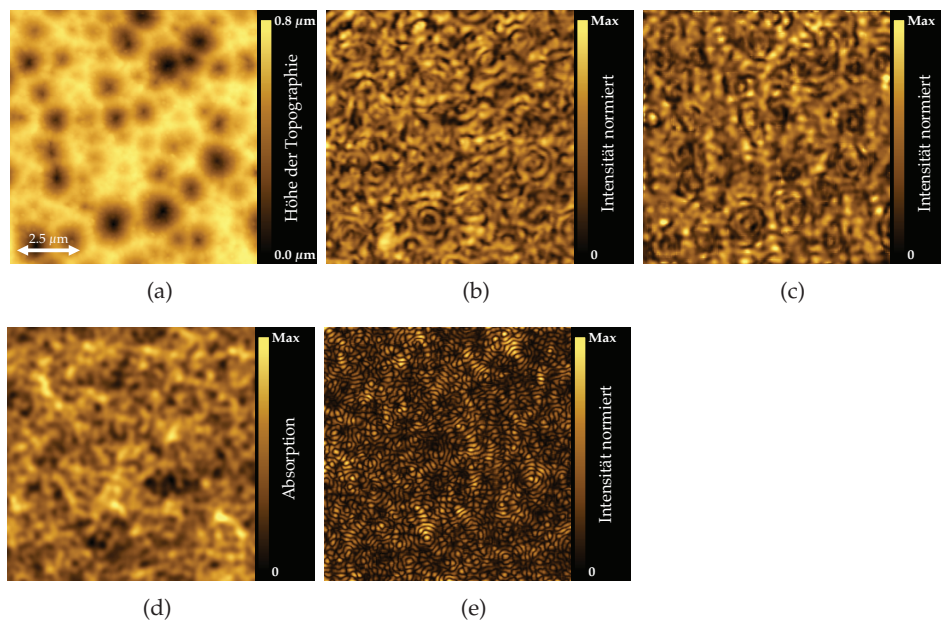


Abbildung 6.7: (a) Topographie einer $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$ großen stochastisch texturierten Oberfläche mit einer 200 nm dicken a-Si:H-Schicht; (b) Ergebnis der NSOM-Messung in Transmission im Nahfeld bei einer Wellenlänge von 780 nm; (c) Ergebnis der FDTD-Simulation; (d) simulierte und über die Schichtdicke integrierte Absorption im a-Si:H; (e) evaneszenter Anteil extrahiert aus der NSOM-Messung.

In Abb. 6.8(a) ist die Topographie aus Abb. 6.7(a) mit einer Hervorhebung der einzelnen Kraterstrukturen gezeigt. Die einzelnen Kraterstrukturen werden mit Hilfe der Topographie ermittelt. Die NSOM-Messung bei einer Wellenlänge von 780 nm aus Abb. 6.7(b) ist in Abb. 6.8(b) als Mittelung über ein $1\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m}$

großes Feld gezeigt. Die Intensität ist auf den Mittelwert der NSOM-Messung normiert und die Kartierung der Krater ist zur besseren Orientierung zusätzlich eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass Bereiche existieren, deren Mittelwert den Mittelwert der gesamten Messung um 30 % übersteigt (weiße Areale). Des Weiteren sind auch andere Bereiche auf der Oberfläche zu erkennen, deren Intensität deutlich unterhalb des Mittelwerts liegen (schwarz/dunkelrote Areale). Damit zeigt sich, dass die Verteilung der transmittierten Lichtintensität sehr inhomogen ist. Eine erhöhte lokale Transmission lässt zwei mögliche Szenarien zu. Zum einen kann eine erhöhte lokale Transmission bedeuten, dass dort deutlich mehr Licht lokalisiert ist. Mehr lokalisiertes Licht bedeutet aber auch, dass mehr Licht zur Absorption zur Verfügung steht. Zum anderen könnte eine erhöhte lokale Transmission aber auch bedeuten, dass in diesen Bereichen kaum Absorption stattfindet und die meiste Lichtintensität die a-Si:H-Schicht ungenutzt verlässt. Letzteres Szenario wird durch die FDTD-Simulationen nicht bestätigt. Dennoch schließen beide Fälle nicht aus, dass eine optimale, also gleichmäßige, Verteilung des Lichts, bzw. eine effiziente Lichtführung, die Absorption erheblich verbessern wird. In Abb. 6.8(c) ist eine entsprechende Mittelung des evaneszenten Anteils dargestellt. Auch hier ist zu erkennen, dass Bereiche existieren, deren lokaler Beitrag zum evaneszenten Anteil geringer ist als andere. Damit tragen einige Kraterstrukturen mehr zur Lichtführung bei. Zwei Kraterbereiche sind in

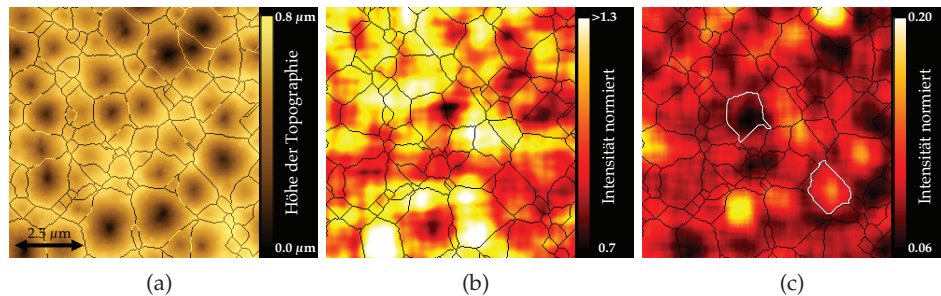


Abbildung 6.8: (a) Topographie der $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ großen stochastisch texturierten Oberfläche mit einer 200 nm dicken a-Si:H-Schicht aus Abb. 6.7(a) mit einer Kartierung identifizierbarer Krater; (b) über 30×30 Pixel gemittelte Intensität der NSOM-Messung aus Abb. 6.7(b) bei einer Wellenlänge von 780 nm; (c) entsprechende Mittelung des evaneszenten Anteils aus Abb. 6.7(e). Die weiß hervorgehobenen Kraterbereiche werden im Folgenden diskutiert. Die Kartierung der Krater ist zur Orientierung in die NSOM-Bilder integriert. Die Intensität ist normiert auf den Mittelwert der NSOM-Messung.

der Abbildung durch eine weiße Umrandung exemplarisch hervorgehoben. Beide Krater sind in etwa gleich groß, dennoch ist der evaneszente Anteil im einen Krater größer als im anderen. Damit ist festzustellen, dass eine stochastisch texturierte Oberfläche lokal optische Unterschiede aufweist. Diese Unterschiede

sind zudem abhängig von der Wellenlänge. In Abb. 6.9 sind die beiden Kraterstrukturen aus Abb. 6.8(c) vergrößert dargestellt. Die linke Spalte (a,c,e,g) zeigt die Auswertungsergebnisse des Kraters mit der höheren Intensität und die rechte Spalte (b,d,f,h) die mit der niedrigeren Intensität. Die beiden Krater-topographien in (a) und (b) weisen kaum Unterschiede auf. Beide Strukturen sind von ähnlicher Größe und Form. Die Abbildungen (c) und (d) zeigen die Krümmung der Oberfläche, wobei helle Bereiche nach außen und dunkle Bereiche nach innen gekrümmt sind. Durch diese Form der Darstellung werden die topographischen Unterschiede der beiden Krater ersichtlich. Zunächst wird deutlich, dass die Form der Krater sich nicht so gleicht, wie es in der Darstellung der Topographie erscheint. Ein Vergleich mit den NSOM-Messungen (e) und (f) und dem evaneszenten Anteil in (g) und (h) lässt nun folgende Schlüsse zu, die an zahlreichen anderen Beispielen von Kraterstrukturen belegt werden können. Die Nachbarschaft zu anderen Kratern, bzw. Strukturen bestimmt wesentlich die Krümmungseigenschaften der Oberfläche. Wie bereits in Kap. 5 dargestellt, trägt diese wesentlich zur Lichtführung bei. Hierbei ist offensichtlich auch die räumliche Nähe von Kraterstrukturen zueinander wichtig, da der evaneszente Anteil besonders an den Übergangsbereichen zwischen einzelnen Kratern am größten ist (vgl. Kap. 5). Eine verallgemeinerte Beschreibung der lokalen Lichtführung bleibt schwierig, da topographische Details, die mit der stochastischen Texturierung zusammenhängen, jede einzelne Struktur einzigartig machen. Dennoch kann die globale Änderung der stochastischen Oberfläche zu weiteren positiven Verstärkungseffekten führen. Variationen in der globalen Oberflächengestalt sollten daher eine Verbesserung der Lichtführung und damit eine Optimierung der Zelle bewirken.

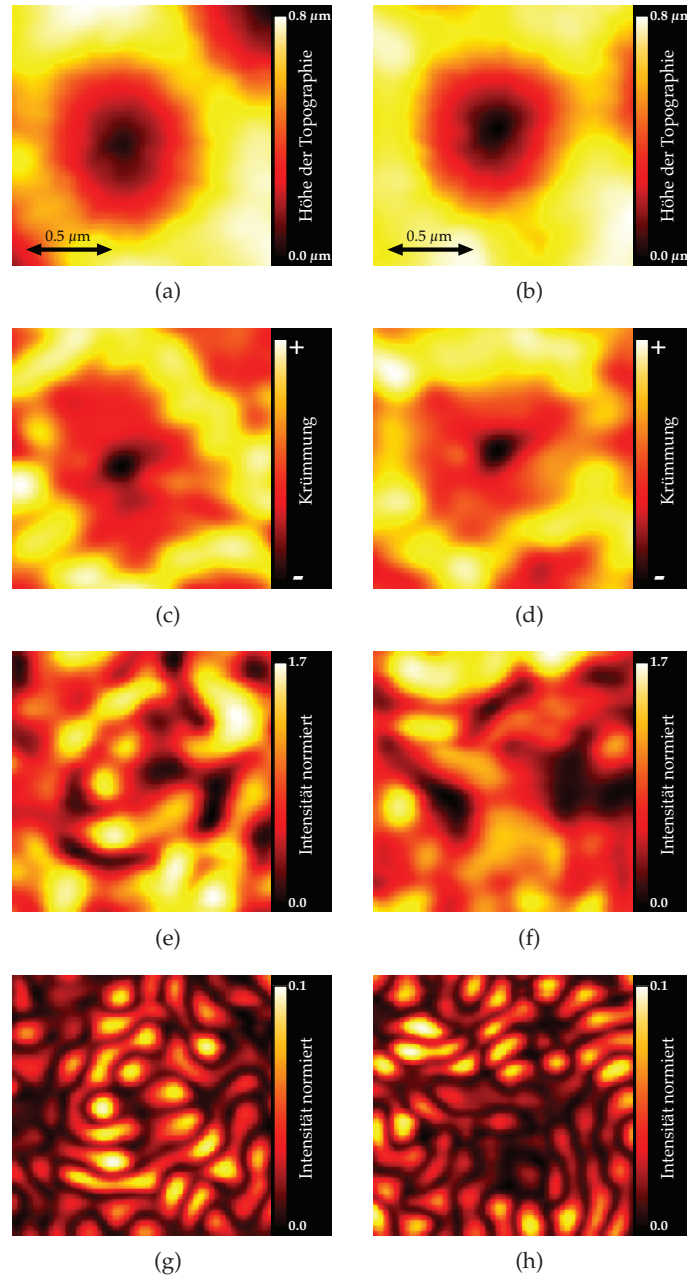


Abbildung 6.9: (a) Topographie des Kraters aus Abb. 6.8(c) mit einem im Mittel hohen evaneszenten Anteil und (b) mit einem niedrigen Anteil. (c) und (d) Krümmung der Topographie. (e) und (f) NSOM-Messung an der Kraterstruktur bei einer Wellenlänge von 780 nm und (g) und (h) evaneszenter Anteil. Die Größe des Messfelds beträgt $1,67 \mu\text{m} \times 1,67 \mu\text{m}$.

6.2 Variationen der Oberflächengestalt

Die FDTD-Simulation bietet weitere Möglichkeiten zur Untersuchung der Oberflächengestalt zur Verbesserung der Lichtführung und Absorption. Dazu gehört die Variation der Oberflächengestalt durch verschiedene Transformationen. Die gemessene Topographie einer stochastisch texturierten Oberfläche dient als Ausgangsparameter, an dem vier Transformationen mit Hilfe der FDTD-Simulation untersucht werden [31]. Der Modulierungsfaktor ist ein Maß dafür, wie stark die Oberfläche durch die Transformation von der Realstruktur abweicht. Ein Modulierungsfaktor von 0 entspricht einer glatten, also nicht texturierten Oberfläche, und der Wert 1 entspricht der gemessenen Realstruktur. Die erste Variation der Oberflächengestalt ist das Auffüllen der Krater. Der Modulierungsfaktor gibt einen Schwellenwert für die Höhe der Topographie vor. Werte, die unterhalb des gesetzten Schwellenwerts liegen, werden aufgefüllt. Beim Abschneiden der spitzen Kraterränder ist das Vorgehen invers. Alle Werte, die oberhalb eines Schwellenwerts liegen, werden auf diesen abgesenkt. Die dritte und vierte Transformation ist die Stauchung der Oberfläche abwärts und aufwärts. Diese beiden Transformationen unterscheiden sich im wesentlichen durch die mittlere Dicke der ZnO:Al-Schicht. Alle vier Variationen ermöglichen, die Abhängigkeit der Lichtführung und die damit verbundene Absorption in der a-Si:H-Schicht zu untersuchen. In Abb. 6.10 ist das Ergebnis dieser Untersuchung bei einer Wellenlänge von 780 nm gezeigt, indem die Absorptionsverstärkung gegen den Modulierungsfaktor aufgetragen wird. Die Absorptionsverstärkung bezieht sich hierbei auf den Vergleich zur nicht texturierten Oberfläche. Für diese Wellenlänge beträgt die Absorptionsverstärkung für die Realstruktur ca. 8,5. Dieser Wert kann durch das Auffüllen der Krater bei einem Modulierungsfaktor von 0,8 auf einen Wert von ca. 9,5 erhöht werden. Auch das Abschneiden der Spitzen führt bei diesem Modulierungsfaktor zu einer, wenn auch geringeren Verbesserung der Absorption in der Schicht. Für die Stauchung sowohl aufwärts wie auch abwärts und für alle anderen Modulierungsfaktoren, die hier untersucht wurden, ist keine Verbesserung der Absorption gegenüber der stochastisch texturierten Oberfläche zu beobachten. Dieses Ergebnis zeigt zum einen, dass es sich bei der stochastisch texturierten Oberfläche, die für die Dünnschichtsolarzelle am IEF-5 eingesetzt wird, bereits um eine, zumindest für die untersuchte Wellenlänge, optimierte Oberflächengestalt handelt. Zum anderen bieten dennoch bereits kleinste Veränderungen der Oberfläche ein deutliches Potential zur Verbesserung der Absorptionseigenschaften. In diesem konkreten Fall bedeutet dies, dass ein leichtes Abstumpfen der Kraterränder und ein entsprechendes Auffüllen der Krater die Lichtführung in der a-Si:H-Schicht deutlich verbessert. Weitere theoretische Untersuchungen, in denen mit Hilfe der Chandezon-Methode [174, 175] das Absorptionsverhalten simuliert wurde, zeigen eindrucksvoll, dass eine Absorptionsverstärkung durch verbesserte Lichtführung in der a-Si:H-Schicht eng mit einer Erhöhung des evaneszenten Anteils verknüpft ist [176]. Dies bedeutet, dass eine Verbesserung der Absorption in einer Dünnschichtsolarzelle wesentlich von

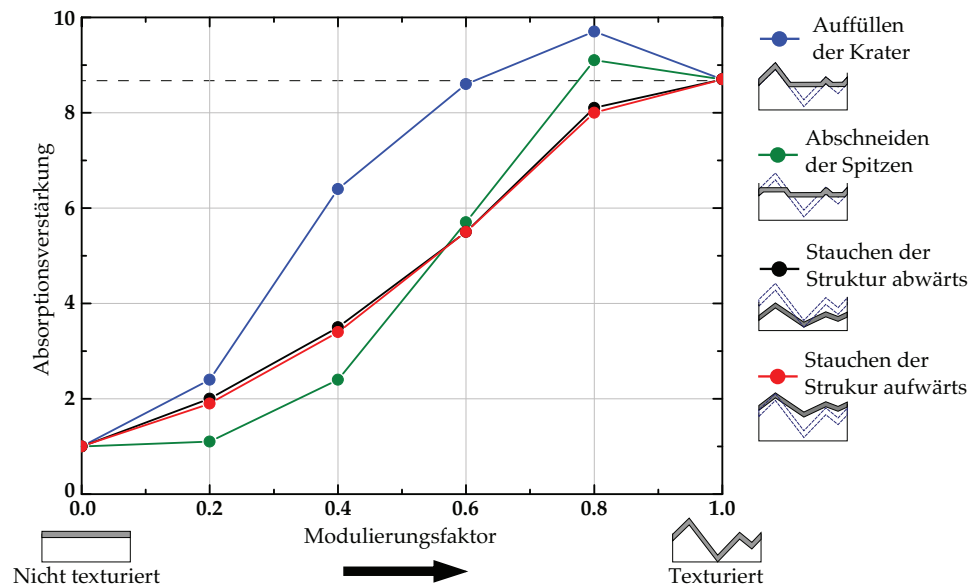


Abbildung 6.10: Auftragung der Absorptionsverstärkung bei einer Wellenlänge von 780 nm in Abhängigkeit vom Modulierungsfaktor. Der Modulierungsfaktor gibt die Stärke der jeweiligen Modulation der Oberfläche an. Ein Faktor von 0 entspricht einer glatten und ein Faktor von 1 einer stochastisch texturierten Oberfläche. Die Strukturen wurden durch ein Auffüllen der Krater (blau), ein Abschneiden der Spitzen (grün), ein Stauchen (schwarz) und ein Strecken (rot) verändert. Abbildung nach [31].

der Streuung des Lichts in evaneszente Moden abhängt. Dieses Optimierungspotential, das durch die Simulationen aufgedeckt wurde, ist vielversprechend genug, um experimentelle Untersuchungen anzuschließen. Im Rahmen dieser Arbeit sind dazu erste Schritte gemacht worden. Das Nachbauen einer Texturierung, die einem Modulierungsfaktor von etwa 0,8 entspricht und genau die gewünschte Transformation wiedergibt, stellt eine große Herausforderung dar. Im Kap. 3.3 wurde bereits auf die Vorgehensweise und Schwierigkeit einer solchen Probenpräparation hingewiesen. In dieser Probenreihe wurden Glassubstrate mit einer 1 μm dicken ZnO:Al-Schicht unterschiedlich lang mit verdünnter Salzsäure behandelt. Eine anschließende erneute Deposition von ZnO:Al sollte einer Oberflächengestalt wie beim Auffüllen der Krater entsprechen. In Abb. 6.11(oben) sind NSOM-Messungen bei einer Wellenlänge von 658 nm an den Proben mit einer Ätzdauer von 50 s, 60 s und 70 s gezeigt. Der Simulation entsprechend wurde eine zusätzliche, 200 nm dicke a-Si:H-Schicht aufgebracht. Durch eine Markierung an der Probenoberfläche ist eine Wiederholung der NSOM-Messung auch nach der Deposition der a-Si:H-Schicht an dem jeweiligen Messort möglich (vgl. Kap. 3.3). Die NSOM-Messungen an der a-Si:H-Oberfläche sind in der unteren Zeile von

Abb. 6.11 zu sehen. Die längere Ätzdauer bewirkt, dass die Kraterstrukturen deutlich größer werden. Dadurch existieren weniger Kraterländer, an denen Lichtlokalisierungen zu beobachten sind. Zusätzlich nimmt der Anteil glatter Bereiche zu, da das ZnO im Inneren vieler Krater völlig weggeätzt wird. Diese Bereiche unterscheiden sich nicht von einer nicht texturierten Oberfläche und tragen daher nicht zur Lichtführung bei. Insgesamt wird folglich weniger Licht durch die Textur geführt, wodurch auch die Absorptionsverstärkung auf Grund von Lichtführung in der a-Si:H-Schicht abnehmen wird. Die größeren Kraterstrukturen bedeuten zusätzlich, dass ein direkter Vergleich dieser experimentellen Ergeb-

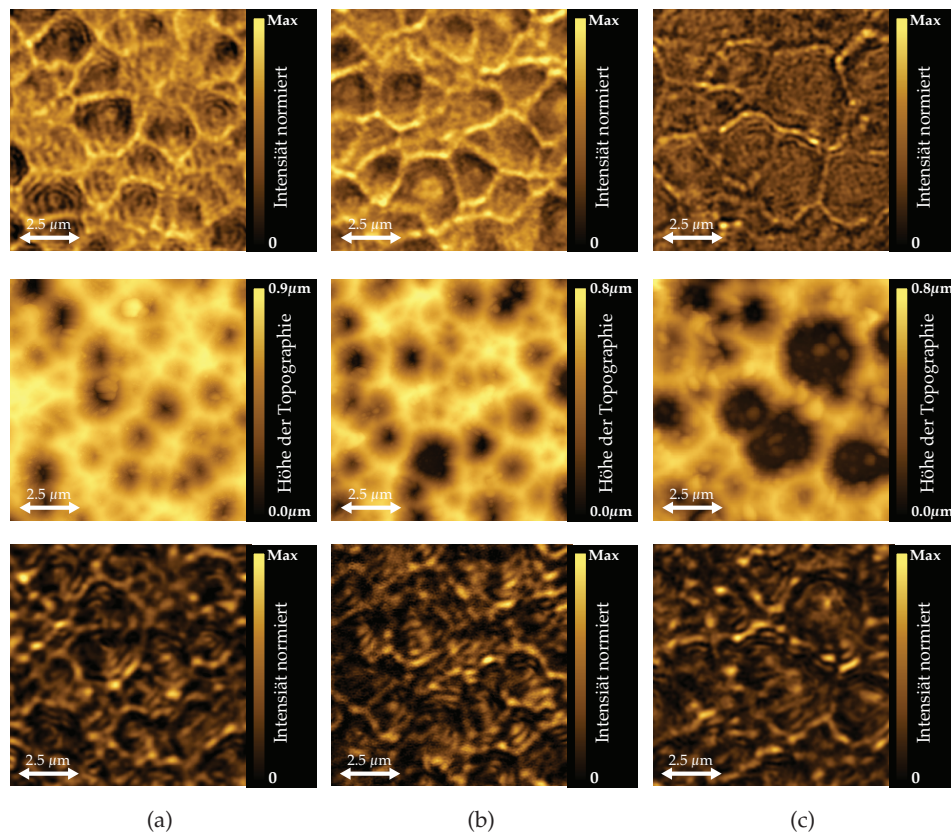


Abbildung 6.11: NSOM-Messungen an stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberflächen bei einer Wellenlänge von 658 nm (erste Zeile). Die Oberflächen wurden unterschiedlich lange geätzt: (a) 50 s, (b) 60 s und (c) 70 s. Die zweite Zeile zeigt die Topographien aus AFM-Messungen an der jeweiligen Probe nach Deposition einer ca. 200 nm dicken a-Si:H-Schicht. Die zugehörigen NSOM-Messungen bei einer Wellenlänge von 658 nm an der a-Si:H-Oberfläche zeigt die dritte Zeile. Die Größe des Messfeldes beträgt $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$.

nisse mit den Vorhersagen der theoretischen Untersuchungen nicht möglich ist. Ein reines Auffüllen der Krater bedeutet, dass die Kratertiefe abnimmt, der Durchmesser des Krater wird jedoch konstant gehalten. Die hier durchgeführte Form der Präparation bewirkt allerdings eine Vergrößerung des Durchmessers. Die Quasi-Auffüllung der Krater ist somit durch eine weitere Transformation der Oberfläche überlagert, die die Abstände der Kraterränder zueinander vergrößert. Da manche Kraterränder niedriger sind als andere, würde eine Überfüllung der Krater dazu führen, dass es zu einer Vereinigung von mehreren Kraterstrukturen kommt, die den präparierten Proben ähneln. In der Simulation entspräche es einem Modulierungsfaktor kleiner als 0,4. Diese Annahme, bzw. Ähnlichkeit ist nicht vollständig gerechtfertigt, insbesondere in Bezug auf Neigungswinkel und Höhenmodulation der Oberfläche. Trotzdem lassen sowohl die NSOM-Messungen als auch ein Vergleich mit den Simulationsergebnissen die Schlussfolgerung zu, dass diese Oberflächentexturen für die Lichtführung schlechter sein müssen, als die standardmässig verwendete Textur.

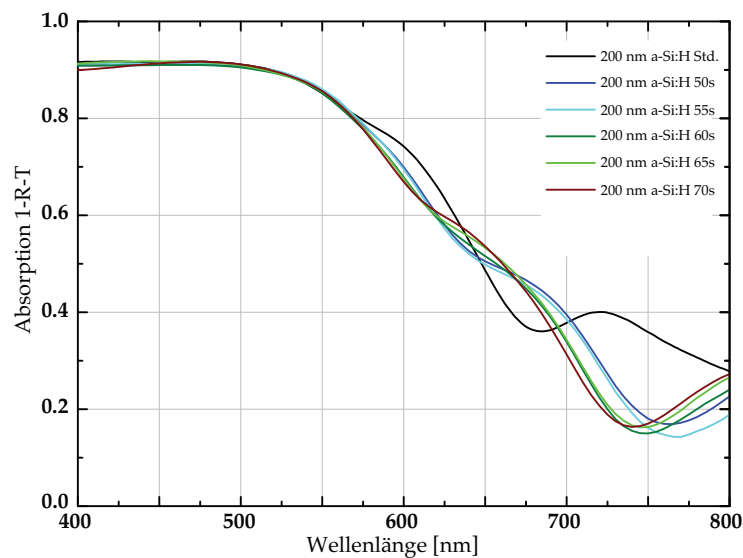


Abbildung 6.12: Absorption $1-R-T$ aus Transmissions- und Reflexionsmessungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Gezeigt sind die Graphen für standardgeätztes ZnO:Al und für länger geätztes ZnO:Al (50 s - 70 s) mit einer a-Si:H-Schicht von 200 nm.

Aus Transmissions- und Reflexionsmessungen lassen sich die Absorptionen ($1-R-T$) für die einzelnen Oberflächentexturen berechnen. In Abb. 6.12 sind diese im Wellenlängenbereich zwischen 400 nm bis 800 nm gezeigt. Im kurzwelligen Bereich (< 550 nm) spielt die Oberflächentexturierung eine untergeordnete Rolle. Die 200 nm dicke a-Si:H-Schicht reicht aus, um fast vollständig das Licht zu absor-

bieren. Lichtführende, bzw. -streuende Eigenschaften sind für lange Wellenlängen entscheidend, da der Absorptionskoeffizient für a-Si:H in diesem Bereich stark abnimmt. An dem Verlauf der Absorptionskurven ist zu erkennen, dass die standardgeätzte ZnO:Al-Oberfläche für eine deutlich bessere Absorption sorgt. Diese Absorptionskurven untermauern damit sowohl die Vorhersagen der Simulation als auch die Interpretationen, die aus den NSOM-Messungen gewonnen wurden.

6.3 Lokale Lichtfalleneigenschaften von selektiven und diffraktiven Filter

Ein wichtiges Konzept für die auf Silizium basierende Dünnschichtsolarzelle ist die Integration eines Zwischenreflektors in die Tandemsolarzelle. Dieser Zwischenreflektor zwischen der a-Si:H- und $\mu\text{c-Si:H}$ -Zelle soll zum einen wellenlängenselektive und zum anderen diffraktive Eigenschaften haben (vgl. Kap. 2.3). Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Schichtsystem bestehend aus einer a-Si:H- $\langle\text{p-i-n}\rangle$ -Zelle, einer SiO_x -Schicht als Zwischenreflektor und einer abschließenden dünnen $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht (ca. 40 nm) untersucht worden (vgl. Abb. 6.13). Die zusätzliche $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht sorgt dafür, dass die Umgebung des Zwischenreflektors optisch der Situation in einer a-Si:H-/ $\mu\text{c-Si:H}$ -Tandemsolarzelle gleicht. Des Weiteren bleibt durch die geringe Dicke der Schicht gewährleistet, dass genügend Lichtintensität für nahfeldmikroskopische Untersuchungen zur Verfügung steht. Bis auf die geringe Dicke der $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht und den fehlenden Rückreflektor stellt dieses Schichtsystem eine komplette a-Si:H-/ $\mu\text{c-Si:H}$ -Dünnschichtsolarzelle dar. Für einen Vergleich stehen weitere Zellenstücke aus der gleichen Deposition ohne $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht bzw. ohne Zwischenreflektor zur Verfügung. In Abb. 6.14 sind die Ergebnisse großflächiger NSOM-Messungen bei Wellenlängen

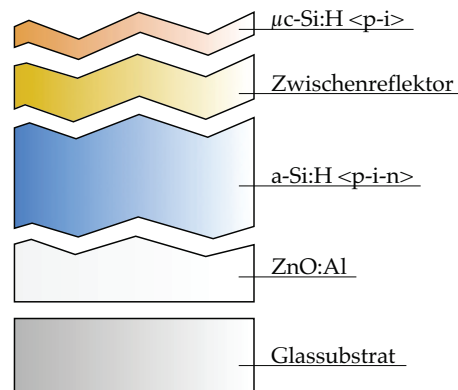


Abbildung 6.13: Schematische Skizze zum Aufbau der untersuchten Proben mit Zwischenreflektor SiO_x . Dieses Schichtsystem entspricht bis auf den fehlenden Rückreflektor dem Aufbau einer Tandemsolarzelle.

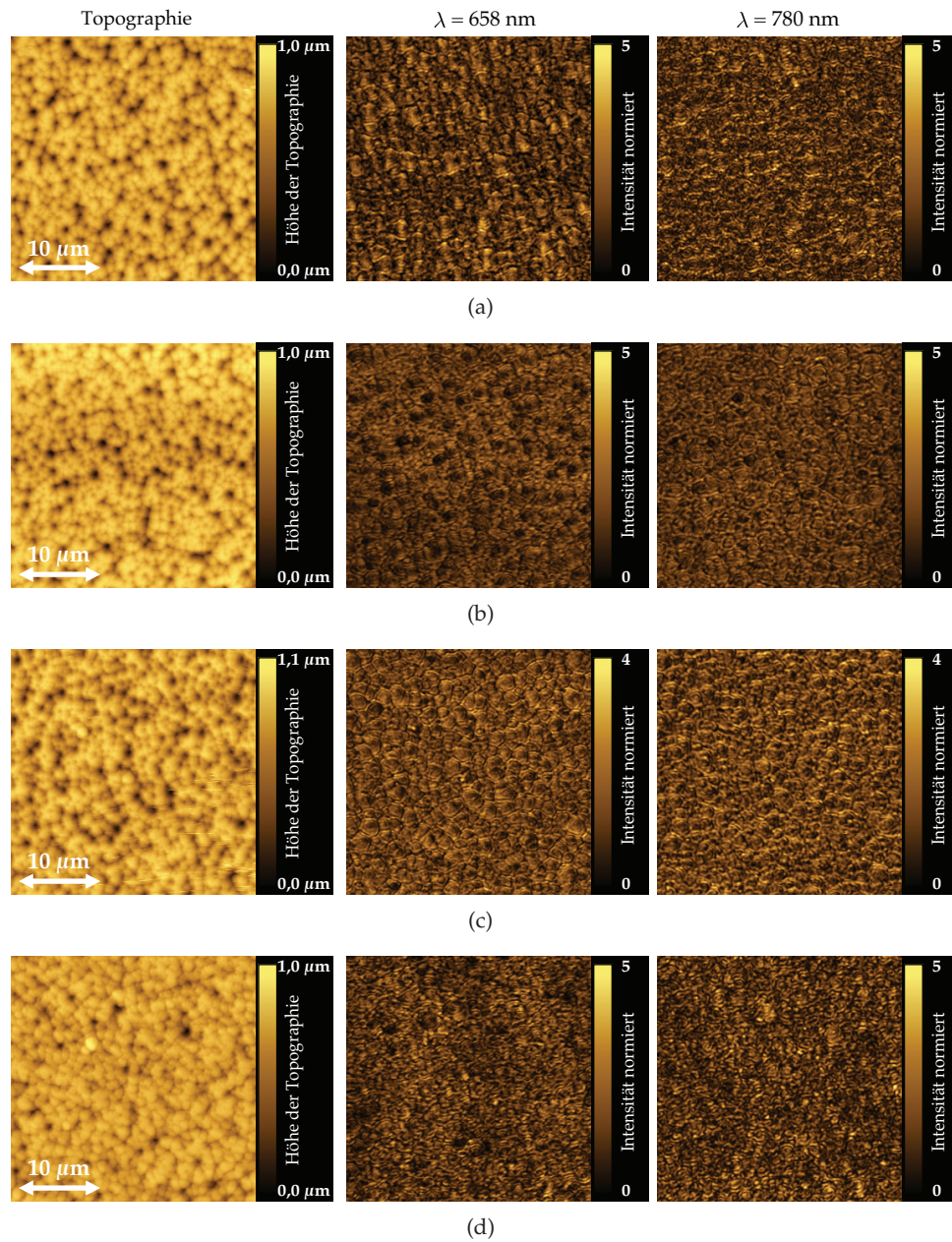


Abbildung 6.14: Großflächige ($30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$) NSOM-Messungen in Transmission an der stochastisch texturierten Oberfläche von Dünnschichtsolarzellensystemen bei Wellenlängen von 658 nm und 780 nm. Gezeigt sind Messungen an Systemen bestehend aus der a-Si:H-Zelle (a) ohne Zwischenreflektor, (b) ohne Zwischenreflektor mit $\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss, (c) mit Zwischenreflektor und (d) mit Zwischenreflektor und $\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss. Die Intensitäten sind auf den Mittelwert der jeweiligen Messung normiert.

von 658 nm und 780 nm an der Oberfläche der a-Si:H-Zelle (a) ohne Zwischenreflektor, (b) ohne Zwischenreflektor mit $\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss, (c) mit Zwischenreflektor und (d) mit Zwischenreflektor und $\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss gezeigt. Die Topographie zeigt die typischen Kraterstrukturen, die für eine stochastisch texturierte Oberfläche zu erwarten sind. Trotz der Deposition von unterschiedlichen Schichten bleibt die Oberflächenstruktur im Wesentlichen erhalten. Das Material an der Oberfläche bestimmt hierbei maßgeblich die im Nahfeld beobachtbaren optischen Strukturen. So sind in Abb. 6.14(a) und (b) die bereits in Kap. 6.1 dargestellten Unterschiede zwischen einer stochastisch texturierten a-Si:H und einer $\mu\text{c-Si:H}$ -Oberfläche zu sehen. Für die Messung an der Oberfläche des Zwischenreflektors (Abb. 6.14(c)) ist festzustellen, dass die Lokalisierung des Lichts nicht so ausgeprägt ist, wie an den Oberflächen der anderen Proben. Diese Beobachtung

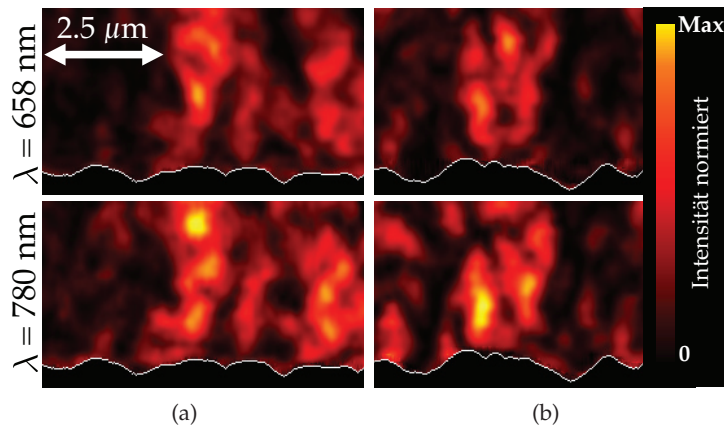


Abbildung 6.15: Profile von Intensitätsverteilungen aus NSOM-Messungen an der a-Si:H-Zelle ohne Zwischenreflektor (a) und mit Zwischenreflektor (b) bei den Wellenlängen 658 nm und 780 nm. Abbildung nach [177].

ist auf die Anpassung des Brechungsindex zurück zu führen. Der Brechungsindex von SiO_x liegt genau zwischen dem Brechungsindex von a-Si:H und Luft. Durch den deutlich geringeren Sprung im Brechungsindex wird in der Schicht der Anteil des Lichts, der Totalreflexion erfährt, gesenkt, wodurch die Lichtlokalisierung an den Kraterändern abgeschwächt wird. Im Allgemeinen verhält sich daher eine solche Schicht unter Berücksichtigung der Schichtdicke ähnlich wie eine Antireflexschicht. Eine zusätzliche $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht (Abb. 6.14(d)) behebt diesen Effekt [178]. Das Aufbringen eines SiO_x -Zwischenreflektors beeinflusst somit die optischen Effekte im Nahfeld qualitativ nicht. Auch ein Vergleich der Effekte im Fernfeld, analog wie sie bereits in den vorangegangenen Untersuchungen gezeigt wurden, offenbart keine qualitativen Unterschiede. In Abb. 6.15 sind exemplarisch zwei typische Profile von NSOM-Messungen an der a-Si:H-Zelle ohne Zwischenreflektor (a) und an der a-Si:H-Zelle mit Zwischenreflektor und

$\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss (b) für die Wellenlängen 658 nm und 780 nm gezeigt. Es ist festzustellen, dass auch die Phänomene im Fernfeld, z. B. die Lichtfokussierung, nach der Integration des Zwischenreflektors weiterhin zu beobachten sind und

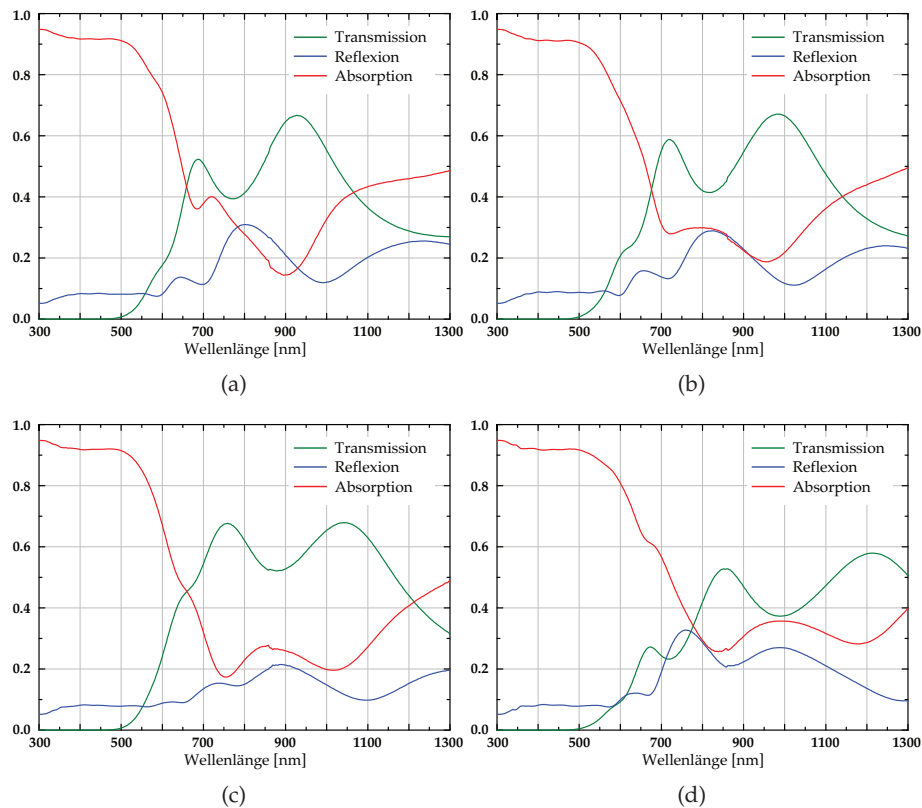


Abbildung 6.16: Ergebnisse von Transmissions- und Reflexionsmessungen an der a-Si:H-Zelle (a) ohne Zwischenreflektor, (b) ohne Zwischenreflektor mit $\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss, (c) mit Zwischenreflektor und (d) mit Zwischenreflektor und $\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss. Gemessen wurde die totale Transmission, bzw. Reflexion in Abhängigkeit von der Wellenlänge mit Hilfe einer Ulbricht-Kugel. Die dargestellte Absorption ist unter Verwendung der Beziehung $1-R-T$ direkt aus den Messdaten ermittelt worden.

dass diese sich qualitativ nicht von den Effekten an der a-Si:H-Oberfläche unterscheiden. Wie bereits in Kap. 6.1 festzustellen war, hängen diese Effekte im Wesentlichen von der Oberflächengestalt ab. Die Integration eines Zwischenreflektors in die Dünnschichtsolarzelle verändert somit die Oberflächenstruktur nicht signifikant, wodurch die lokalen Streueigenschaften qualitativ unverändert bleiben. In Abb. 6.16 sind die Ergebnisse aus Transmissions- und Reflexionsmessungen an den vier Probentypen aufgeführt. Der Vergleich der optischen

Eigenschaften der a-Si:H-Zelle (Abb. 6.16(a)) mit der a-Si:H-Zelle, die eine dünne $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht als optischen Abschluss hat (Abb. 6.16(b)), zeigt erst im Wellenlängenbereich ab 650 nm nennenswerte Unterschiede. Der Grund hierfür ist die hohe Absorption des a-Si:H im kurzen Wellenlängenbereich. Insgesamt ist durch die $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht eine schwache Abnahme der Reflexion zu beobachten, was

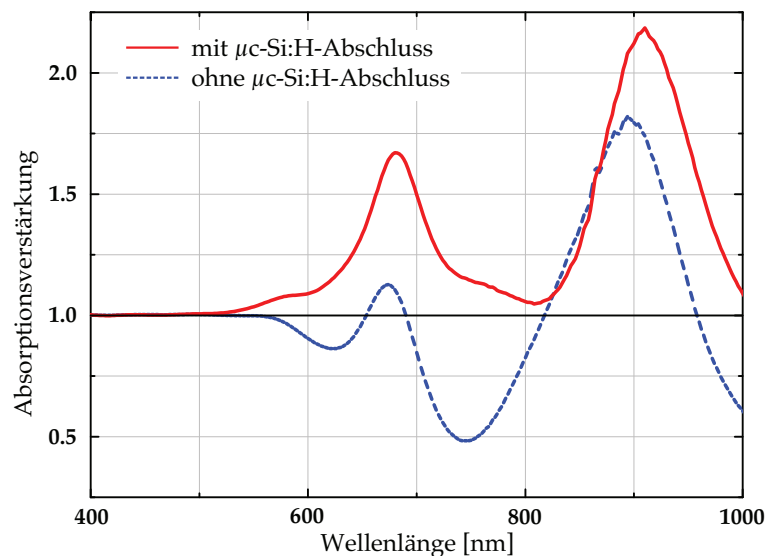


Abbildung 6.17: Absorptionsverstärkung in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die a-Si:H-Zelle mit Zwischenreflektor und mit, bzw. ohne $\mu\text{c-Si:H}$ -Abschluss gegenüber der a-Si:H-Zelle. Abbildung nach [177].

teilweise mit einer Erhöhung der Absorption einhergeht. Allerdings zeigt diese Messung auch, dass die Transmission im Bereich zwischen 700 nm und 1000 nm ansteigt. Die Ergebnisse für die a-Si:H-Zelle mit Zwischenreflektor in Abb. 6.16(c) belegen nun die Beobachtung, die bereits durch die Nahfeldmikroskopie auffiel. Der Zwischenreflektor fungiert als Antireflexschicht, indem durch ihn eine Anpassung des Brechungsindex stattfindet. Die zusätzliche $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht bewirkt hingegen einen Rückgang dieses Effektes (Abb. 6.16(d)). Dies wird deutlich durch die Auftragung der Absorptionsverstärkung in Abb. 6.17. Es werden die berechneten Absorptionskurven der Zellen mit Zwischenreflektor auf die Absorption der a-Si:H-Zelle ohne Zwischenreflektor normiert, wodurch zwei wesentliche Aspekte hervorgehoben werden. Erstens ist ohne $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht wiederum die erhebliche Senkung der Absorption zu beobachten. Außerdem ist die Absorption einer solchen Zelle im Wellenlängenbereich zwischen 700 nm und 800 nm kleiner als die der a-Si:H-Zelle selbst. Dies ist ein erheblicher Nachteil, da eben dieser Wellenlängenbereich durch das Photonenmanagement verbessert werden sollte. Des Weiteren gibt diese Darstellung einen wichtigen experimentellen Hinweis darauf, dass die Integration eines Zwischenreflektors zwischen

a-Si:H- und $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht zur wesentlichen Verbesserung der Absorption im für das Photonenmanagement wichtigen Wellenlängenbereich in der a-Si:H-Zelle beiträgt [171]. Die Dicke der SiO_x -Schicht ist ein weiterer wichtiger Parameter zur Optimierung der Tandemsolarzelle. In Abb. 6.18 sind Absorptionsverstärkungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Schichtdicken des Zwischenreflektors gezeigt, die mit der Software SCOUT [179] errechnet wurden. Die Simulation bietet zum einen den Vorteil, dass die Schichtdicke beliebig verändert werden kann. Zum anderen ist es möglich, dass ausschließlich die Absorption in der a-Si:H-Schicht für die Auswertung berücksichtigt wird. Im Gegensatz dazu liefert die Absorption aus Transmissions- und Reflexionsmessungen die Absorption des kompletten Schichtsystems. Dadurch ist auch die Verstärkung der parasitären Absorption in den weiteren Schichten des Systems, die nicht zu einer Erhöhung der Ladungsträgergenerierung beiträgt, im Graph der Abb. 6.17 enthalten. Für die in Abb. 6.18(a) gezeigten Kurven wurde ein vereinfachtes Schichtsystem bestehend aus einem Glassubstrat, ZnO:Al , a-Si:H, SiO_x und einem $\mu\text{c-Si:H}$ -Halbraum angenommen. Da die typische $\mu\text{c-Si:H}$ -Zelle bereits beim ersten Durchgang des Lichts die betrachteten Wellenlängen vollständig absorbiert, ist die Annahme eines $\mu\text{c-Si:H}$ -Halbraums gerechtfertigt. Eine weitere Vereinfachung besteht darin, dass für die Berechnung ausschließlich glatte Oberflächen angenommen werden, da die Software SCOUT nur solche Systeme handeln kann. Die Dicke der a-Si:H-Schicht in der SCOUT-Simulation beträgt 250 nm, was in etwa der a-Si:H-Dicke der untersuchten Proben entspricht. Die für die Simulation notwendigen Brechungsindizes der Schichten wurden mit Hilfe der Ellipsometrie und der PDS ermittelt. An den Ergebnissen in Abb. 6.18(a) ist zu sehen, dass Schichtdicken um die 50 nm und 200 nm am besten geeignet sind, da eine Verminderung der Absorption im wichtigen Wellenlängenbereich zwischen 700 nm und 800 nm kaum auftritt. Für die Dünnschichtsolarzelle ist besonders die Schichtdicke von etwa 50 nm interessant. Der zusätzliche Absorptionsgewinn im langwelligen Bereich (> 800 nm) spielt hierbei eine eher untergeordnete Rolle, da die absolute Absorption der a-Si:H-Zelle in diesem Bereich viel zu klein ist. Vielmehr bedeutet die Verwendung einer dünneren Schicht eine Verkürzung von Depositionszeit, die die entscheidende Größe in der Optimierung der Depositionsprozesse ist [12]. Des Weiteren konnte auch experimentell gezeigt werden, dass die Quanteneffizienz der a-Si:H-Zelle einer a-Si:H-/ $\mu\text{c-Si:H}$ -Tandemsolarzelle mit einer a-Si:H-Zellendicke zwischen 250 nm und 300 nm für Zwischenreflektordicken von etwa 55 nm und 70 nm am höchsten ist [103]. Für die Wellenlängen 658 nm und 780 nm ist in Abb. 6.18(b) die Absorptionsverstärkung in Abhängigkeit von der Schichtdicke des SiO_x -Zwischenreflektors gezeigt. Maxima der Absorptionsverstärkung für die beiden betrachteten Wellenlängen sind bei einer Schichtdicke zwischen 50 nm und 70 nm, bzw. bei 200 nm zu finden. Besonders auffällig ist die Oszillation der Absorptionsverstärkung. Diese beruht auf Interferenzeffekten an den planparallelen Schichten des reflektierten Lichts und

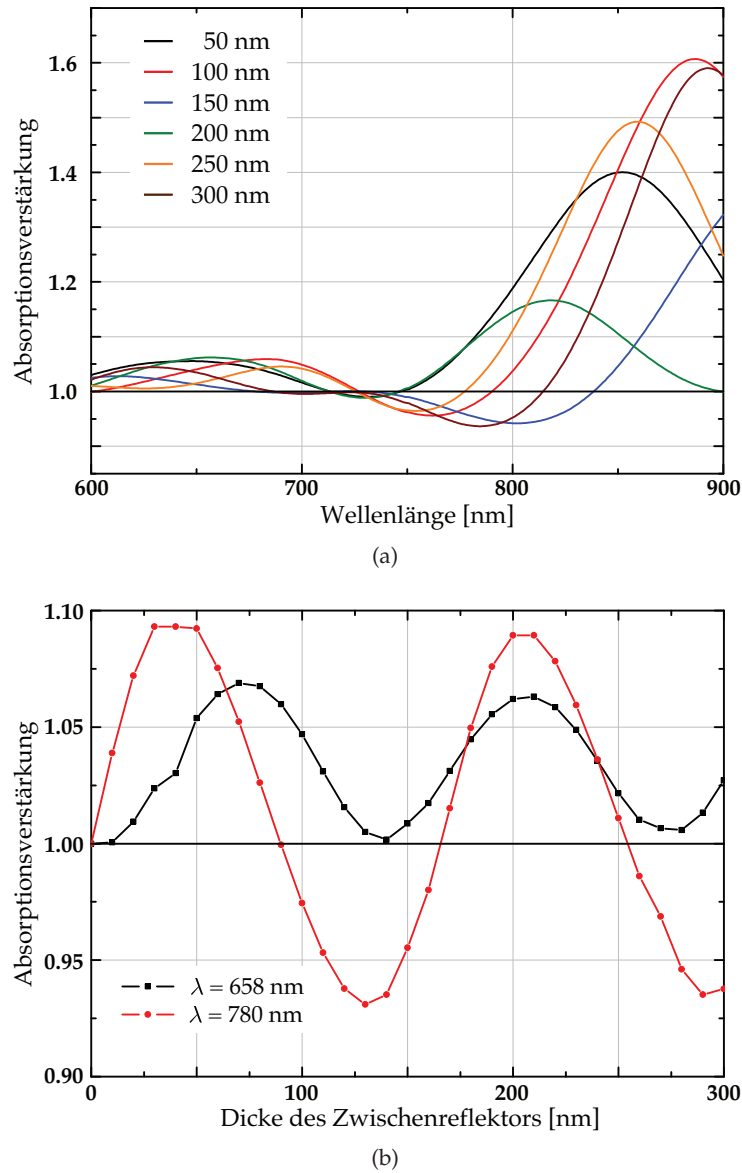


Abbildung 6.18: (a) SCOUT-Simulationen der Absorptionsverstärkung als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Dicken des SiO_x -Zwischenreflektors und (b) SCOUT-Simulationen der Absorptionsverstärkung als Funktion der Schichtdicke für die Wellenlängen 658 nm (schwarz) und 780 nm (rot) in einem Modellsystem einer a-Si:H-/ $\mu\text{c-Si:H}$ -Tandemsolarzelle. Für das Modellsystem, bestehend aus Glassubstrat, ZnO:Al , a-Si:H und einem $\mu\text{c-Si:H}$ -Halbraum, werden glatte Oberflächen angenommen. Die a-Si:H-Schichtdicke beträgt 250 nm und die optischen Daten wurden mit Hilfe der Ellipsometrie und PDS bestimmt. Die Absorptionsverstärkung ist bezogen auf die Absorption in einer a-Si:H-Zelle ohne Zwischenreflektor.

ist somit abhängig von der Wellenlänge des Lichts. Die Simulationen mit der SCOUT-Software geben qualitative Hinweise, inwieweit ein Zwischenreflektor die Absorption in der a-Si:H-Zelle verbessert. Für die Anwendung in einer Dünnschichtsolarzelle ist jedoch die Annahme einer glatten Oberfläche zu schwach. Eine texturierte Oberfläche, die die Lichtführung verbessert, ist essentiell für die maximale Leistungsfähigkeit der Dünnschichtsolarzelle. Simulationen, z. B. an periodischen Pyramidenstrukturen, liefern daher bereits realitätsnahe Konzepte für die Optimierung von Tandemsolarzellen durch die Verwendung von Zwischenreflektoren [180,181]. Besser wären allerdings Simulationen, die einer realen Oberfläche, z. B. der stochastisch texturierten Oberfläche, zugrunde liegen. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher die NSOM-Messungen an den a-Si:H-/ μ c-Si:H-Modellsystemen mit und ohne Zwischenreflektor als Grundlage für FDTD-Simulationen genommen, wodurch lokale Eigenschaften der Topographie in die Absorptionsverstärkung mit einfließen [178]. Die Topographie eines $5\text{ }\mu\text{m} \times 5\text{ }\mu\text{m}$ großes Messfelds und die aus Ellipsometrie und PDS bestimmten Brechungsindizes dienen wiederum als Eingabeparameter für die FDTD-Simulationen. In Abb. 6.19 sind die Ergebnisse solcher Simulationen aufgetragen. In (a) ist exemplarisch die Simulation der Absorptionsverstärkung an einem Schichtsystem gezeigt, das dem Modellsystem, welches in den SCOUT-Simulationen verwendet wurde, entspricht. Eine starke Erhöhung der Absorption in der a-Si:H-Zelle ist durch die Gegenwart des Zwischenreflektors zu beobachten. Für eine Wellenlänge von 780 nm, die exemplarisch für den schwach absorbierenden Wellenlängenbereich der a-Si:H-Zelle steht¹, übersteigt die Absorptionsverstärkung bei einer SiO_x Schichtdicke von 150 nm und 200 nm den Faktor 3. Bei einer Wellenlänge, wie z. B. 658 nm, die im Bereich stärkerer Absorption liegt, ist für bestimmte SiO_x -Schichtdicken immerhin noch eine Verdopplung der Absorption zu beobachten. Im Vergleich zu den Ergebnissen der SCOUT-Simulationen an glatten Oberflächen liegen die erreichbaren Absorptionsverstärkung hier deutlich höher. Dieser Effekt liegt im Wesentlichen in der stochastisch texturierten Oberfläche begründet. Diese sorgt für eine ausreichende starke Lichtstreuung und somit für eine bessere Lichtführung in der a-Si:H-Schicht. Des Weiteren werden gegenüber der glatten Oberfläche die Fabry-Pérot-ähnlichen Oszillationen derart gedämpft, dass durch destruktive Interferenz keine Abschwächung der Absorption stattfindet. Dies wird zusätzlich durch eine Verringerung der Amplitude der Fabry-Pérot-ähnlichen Oszillation mit zunehmender SiO_x -Schichtdicke sichtbar. Der optische Kontrast der μ c-Si:H-Zelle bleibt ein bedeutsamer Faktor, der über die Wirksamkeit des Zwischenreflektors entscheidet. In Abb. 6.19(b) sind Simulationsergebnisse an zwei weiteren Modellsystemen mit unterschiedlichem μ c-Si:H-Abschluss für eine Wellenlänge von 780 nm zusammengefasst. So ist auch in der FDTD-Simulation, verglichen mit der experimentell bestimmten globalen

¹Der Absorptionskoeffizient $\alpha(\lambda)$ für a-Si:H beträgt bei einer Wellenlänge von 658 nm ca. $7,5 \cdot 10^3\text{ cm}^{-1}$ und bei einer Wellenlänge von 780 nm ca. $6,2 \cdot 10^1\text{ cm}^{-1}$ (vgl. Abb. 2.3).

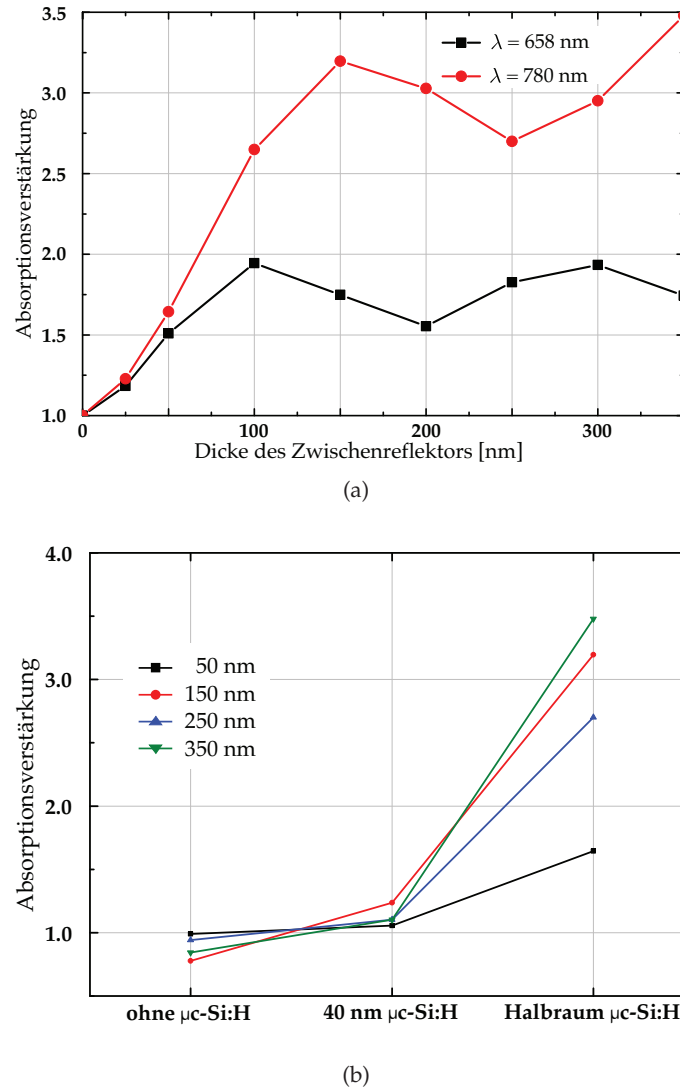


Abbildung 6.19: (a) FDTD-Simulation der Absorptionsverstärkung in der a-Si:H-Schicht einer a-Si:H-/μc-Si:H-Tandemsolarzelle als Funktion der Dicke des Zwischenreflektors für die Wellenlängen 658 nm (schwarz) und 780 nm (rot). (b) Zusammenfassung der Simulationsergebnisse der Absorptionsverstärkung bei einer Wellenlänge von 780 nm an drei Modellsystemen: a-Si:H-Zelle mit SiO_x-Zwischenreflektor wie in (a) ohne μc-Si:H-Abschluss, 40 nm μc-Si:H und einem μc-Si:H Halbraum für SiO_x-Schichtdicken von 50 nm, 150 nm, 250 nm und 350 nm. Für alle Modellsysteme, bestehend aus Glassubstrat, ZnO:Al, a-Si:H und dem jeweiligen μc-Si:H-Abschluss, wird eine gemessene Topographie einer stochastisch texturierten Oberfläche (5 μm × 5 μm) verwendet. Die a-Si:H-Schichtdicke beträgt 250 nm und die optischen Daten wurden mit Hilfe der Ellipsometrie und PDS bestimmt. Die Absorptionsverstärkung ist bezogen auf die Absorption in einer a-Si:H-Zelle ohne Zwischenreflektor. Abbildung nach [177, 178].

Absorptionsverstärkung (vgl. Abb. 6.17), durch das Weglassen der $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht eine verminderte Absorption zu erkennen. Zwischen der a-Si:H -Schicht und dem Umgebungsmedium Luft ($n \approx 1$) verhält sich der Zwischenreflektor wie eine Antireflexschicht. Dieser Effekt ist im Wesentlichen unabhängig von der Oberflächenstruktur. Die Streueigenschaften der Oberfläche bewirken zwar eine Abnahme der destruktiven Interferenzen, wodurch der Effekt gedämpft wird, aber eine Verringerung der Absorption bleibt bestehen, da auch das gestreute Licht eine verringerte Reflexion an der Grenzfläche erfährt. Bereits die Gegenwart einer dünnen $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht (40 nm) kehrt diesen Effekt um. Die Absorption in der a-Si:H -Schicht wird durch den Zwischenreflektor verstärkt. Eine Zunahme der Dicke der $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht ermöglicht eine weitere Verstärkung der Absorption. Analog zu den SCOUT-Simulationen stellt die Annahme eines $\mu\text{c-Si:H}$ -Halbraums eine gute Näherung zur realen Situation in der Dünnschichtsolarzelle dar. Die FDTD-Simulation der Absorptionsverstärkung basierend auf experimentellen Daten an einem Schichtsystem mit stochastisch texturierten Ober- bzw. Grenzflächen bietet somit die Möglichkeit, die Schichtdicken des Zwischenreflektors in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu optimieren.

*Perfektion ist nicht dann erreicht, wenn es nichts mehr hinzu zu fügen gibt,
sondern wenn man nichts mehr weglassen kann.*

Antoine de Saint-Exupéry

7 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit fasst erste grundlegende Untersuchungen an stochastisch texturierten Oberflächen und Dünnschichtsystemen für die Photovoltaik mit der optischen Rasternahfeldmikroskopie zusammen. Im Rahmen dieser Arbeit ist der experimentelle Aufbau des zur Verfügung stehenden Mikroskops weiterentwickelt, bzw. ergänzt worden. Dazu gehört zum einen die simultane Vermessung der Proben bei mehreren Wellenlängen und zum anderen die automatisierte Messung der elektrischen Feldverteilung oberhalb der Probenoberfläche sowohl im Nahfeld als auch im Fernfeld [171]. Beginnend bei den Untersuchungen an texturierten TCO-Oberflächen bis hin zur nahezu vollständigen a-Si:H-/μc-Si:H-Tandemsolarzelle wurde sukzessiv der Aufbau der untersuchten Probe erweitert. Die stochastisch texturierten ZnO:Al-Oberflächen, die als Standardtextur im IEF-5 eingesetzt werden, stehen im Mittelpunkt der Untersuchungen. An den spitz zusammenlaufenden Kraterrändern sind starke Lichtlokalisierungen zu beobachten. Eine optische Struktur an den Kraterrändern wird als evaneszentes Feld des totalreflektierten Lichts identifiziert [20]. Die Entwicklung entsprechender Auswertungs- und Analyseverfahren ermöglicht, erste Zusammenhänge zwischen der topographischen Struktur der Oberfläche und der Lichtführung aufzuzeigen. Des Weiteren kann gezeigt werden, dass aus den NSOM-Messungen orts- und winkel aufgelöste Informationen über die Streuung entnommen werden können. Diese Informationen stellen einen wichtigen Beitrag für die zukünftige Optimierung der Oberflächentexturen dar.

Ein Vergleich der NSOM-Messungen mit Ergebnissen aus FDTD-Simulationen, die auf den gemessenen topographischen Daten beruhen, zeigen hohe Übereinstimmungen. Damit ist gewährleistet, dass die Simulation ein hervorragendes Abbild der realen Physik liefert. Dies ist von erheblichem Interesse, da die Simulationen einen weitreichenden Einblick in das Material gewähren. Dieser Einblick bleibt einer NSOM-Messung, die ausschließlich jenseits der Oberfläche messen kann, zunächst verwehrt. In Zusammenarbeit mit dem Projektpartner, dem Institut für Festkörpertheorie und -optik der Universität Jena, wurden auf Grund dieser Übereinstimmung theoretische Studien durchgeführt und im Rahmen dieser Arbeit experimentell begleitet [173, 182]. Die Variation der Oberflächenmorphologie offenbart, dass eine leichte Veränderung der Struktur noch erhebliches Potential zur Verbesserung der Absorption im für die a-Si:H-/μc-Si:H-Tandemsolarzelle relevanten Wellenlängenbereich hat [31]. Des Weiteren zeigen die Simulationen das Potential einer Optimierung der Schichtdicke des Zwischen-

reflektors auf [177,178].

Trotz des erheblichen Leistungszuwachses von Supercomputersystemen bleiben dreidimensionale FDTD-Simulationen, die möglichst realitätsnah gerechnet werden sollen, sehr aufwendig bzw. rechenintensiv. Daher sind im Rahmen dieser Arbeit parallel zur theoretischen Untersuchung systematische NSOM-Messungen an den Schichtsystemen durchgeführt worden, um ein möglichst detailreiches Bild der lokalen optischen Effekte zu erhalten. Die Auswertung dieser ersten Messreihen liefert bedeutende Hinweise darauf, dass ein direktes Messen der Lichtführung möglich ist. Die orts aufgelöste Separation des evaneszenten Anteils aus den NSOM-Messungen verspricht ein noch tieferes Verständnis, inwieweit die lokale Topographie die Leistungsfähigkeit einer Dünnschichtsolarzelle bestimmt, da die Messbarkeit der lokalen, evaneszenten Felder eine Verbindung zur Lichtführung herstellt. Evaneszente Felder, die auf Grund der Totalreflexion an der Oberfläche entstehen, müssten demnach ein Mass für den lokalen Lichteinfang sein. Erste Untersuchungen liefern Indizien dafür, dass die auftretenden evaneszenten Felder mit der lokalen Absorption in einer a-Si:H- bzw. $\mu\text{c-Si:H}$ -Schicht in Verbindung gebracht werden können [176].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde des Weiteren gezeigt, dass Größen, wie z. B. die Streuerverteilung, in Form einer logarithmischen Normalverteilung beschrieben werden können. Die logarithmische Normalverteilung stellt somit ein wichtiges Werkzeug zur Charakterisierung von statistischen Zusammenhängen an rauen Oberflächen für die Photovoltaik dar. Aufwendigere Auswertungsmethoden könnten durch eine Anpassung der logarithmischen Normalverteilung ersetzt werden.

Diese Arbeit ist eine Basis für die Behandlung von zukünftigen Fragestellungen. Insbesondere müssen zukünftige Messreihen an a-Si:H- und $\mu\text{c-Si:H}$ -Schichten zeigen, welche Möglichkeiten die Nahfeldmikroskopie zur direkten Vermessung der Lichtführung hat. Hierbei könnten insbesondere Messungen in Reflexion einen entscheidenden Beitrag leisten. Auch die Vermessung der Lichtführung durch ein Doppelspitzen-NSOM, das mit einer Nahfeldsonde lokal die Oberfläche beleuchtet und mit einer zweiten Nahfeldsonde das durch die Schicht geführte Licht orts aufgelöst vermisst, wird einen erheblichen Beitrag zum tieferen Verständnis der Lichtführung in Nanostrukturen für die Photovoltaik beitragen. Die stetige Verringerung der Schichtdicken in Dünnschichtsolarzellen [21] verlangt neue texturierte Oberflächen zum besseren Lichteinfang. Nahfeldmikroskopische Untersuchungen könnten hierbei wichtige Hinweise zur Verbesserung liefern. Des Weiteren bietet die optische Rasternahfeldmikroskopie die Möglichkeit, experimentell die Effekte von Nanopartikeln in Solarzellen zu untersuchen. Die gezielte Ausnutzung von plasmonischen Effekten hat sich in unterschiedlichen Bereichen der Solarzellen bisher bewährt und birgt erhebliches Potential [29,183–185]. Weitere nahfeldmikroskopische Untersuchungen, die durch Simulationen unterstützt

werden, könnten die bisherigen Erkenntnisse vervollständigen.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass die Nahfeldmikroskopie und ihre Möglichkeiten zur Untersuchung mikroskopischer Effekte ein wichtiges Werkzeug zur zukünftigen Untersuchung und Charakterisierung von Dünnschichtsolarzellen sein werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Weltklimareport, Climate Change 2007, IPCC Fourth Assessment Report (AR4), www.ipcc.ch/index.htm (2007).
- [2] Erfahrungsbericht 2007 zum Erneuerbare-Energien-Gesetz, Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, www.erneuerbare-energien.de/inhalt/40342/40485/ (2007).
- [3] M. A. Green. Consolidation of Thin-Film Photovoltaic Technology: The Coming Decade of Opportunity. *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, 14(5):383 (2006).
- [4] R. M. Swanson. A Vision for Crystalline Silicon Photovoltaics. *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, 14(5):443 (2006).
- [5] S. Hegedus. Thin Film Solar Modules: The Low Cost, High Throughput and Versatile Alternative to Si Wafers. *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, 14(5):393 (2006).
- [6] D. M. Chapin, C. S. Fuller und G. L. Pearson. A New Silicon p-n Junction Photocell for Converting Solar Radiation into Electrical Power. *J. Appl. Phys.*, 25(5):676 (1954).
- [7] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa und W. Warta. Solar cell efficiency tables (version 35). *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, 18(2):144 (2010).
- [8] A. Luque, G. Sala und I. Luque-Heredia. Photovoltaic Concentration at the Onset of its Commercial Deployment. *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, 14(5):413 (2006).
- [9] M. A. Green. *Third Generation Photovoltaics: Advanced Solar Energy Conversion*. Springer (2005).
- [10] Themen 2007 - Produktionstechnologien für die Solarenergie, Jahrestagung des ForschungsVerbunds Sonnenenergie in Kooperation mit dem Bundesverband Solarwirtschaft e. V. (2008).
- [11] J. Meier, S. Dubail, R. Flückiger, D. Fischer, H. Keppner und A. Shah. Intrinsic microcrystalline silicon - a promising new thin film solar cell material. In *Proceedings of the 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, Seiten 409 – 412 (1994).

- [12] B. Rech und H. Wagner. Potential of amorphous silicon for solar cells. *Appl. Phys. A*, 69:155 (1999).
- [13] J. Meier, J. Spitznagel, U. Kroll, C. Bucher, S. Faÿ, T. Moriarty und A. Shah. Potential of amorphous and microcrystalline silicon solar cells. *Thin Solid Films*, 451-452:518 (2004).
- [14] J. Poortmans und V. Arkhipov. *Thin Film Solar Cells: Fabrication, Characterization and Applications*. Wiley (2006).
- [15] J. Yang, A. Banerjee, T. Glatfelter, K. Hoffmann, X. Xu und S. Guha. Progress in triple-junction amorphous silicon-based alloy solar cells and modules using hydrogen dilution. In *Proceedings of the 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, Seiten 380 – 385 (1994).
- [16] A. Shah, J. Meier, E. Vallat-Sauvain, C. Droz, U. Kroll, N. Wyrsh, J. Guillet und U. Graf. Microcrystalline silicon and 'micromorph' tandem solar cells. *Thin Solid Films*, 403 - 404:179 (2002).
- [17] B. Rech, T. Roschek, T. Repmann, J. Müller, R. Schmitz und W. Appenzeller. Microcrystalline silicon for large area thin film solar cells. *Thin Solid Films*, 427(1-2):157 (2003).
- [18] M. Yoshimi, T. Sasaki, T. Sawada, T. Suezaki, T. Meguro, T. M. nd K. Santo, K. Wadano, M. Ichikawa, A. Nakajima und K. Yamamoto. High efficiency thin film silicon hybrid solar cell module on Im²-class large area substrate. In *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, Seiten 1566 – 1569 (2003).
- [19] F. Meillaud, A. Feltrin, D. Dominé, P. Buehlmann, M. Python, G. Bugnon, A. Billet, G. Parascandolo, J. Bailat, S. Faÿ, N. Wyrsh, C. Ballif und A. Shah. Limiting factors in the fabrication of microcrystalline silicon solar cells and microcrystalline/amorphous ('micromorph') tandems. *Philos. Mag.*, 89(28-30):2599 (2009).
- [20] K. Bittkau, T. Beckers, S. Fahr, C. Rockstuhl, F. Lederer und R. Carius. Nanoscale investigation of light-trapping in a-Si:H solar cell structures with randomly textured interfaces. *phys. stat. sol. (a)*, 205(12):2766 (2008).
- [21] S. Schicho, D. Hrunski, R. van Aubel und A. Gordijn. High potential of thin (<1 mm) a-Si:H/ μ c-Si:H tandem solar cells. *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, 18(2):83 (2010).
- [22] H. Schade und Z. E. Smith. Mie scattering and rough surfaces. *Appl. Opt.*, 24:3221 (1985).
- [23] J. Löffler, R. Groenen, J. L. Linden, M. C. M. van de Sanden und R. E. I. Schropp. Amorphous silicon solar cells on natively textured ZnO grown by PECVD. *Thin Solid Films*, 392:315 (2001).

- [24] J. Krč, M. Zeman, O. Kluth, F. Smole und M. Topič. Effect of surface roughness of ZnO:Al films on light scattering in hydrogenated amorphous silicon solar cells. *Thin Solid Films*, 426:296 (2003).
- [25] H. Stiebig, M. Schulte, C. Zahren, C. Haase, B. Rech und P. Lechner. Light trapping in thin-film silicon solar cells by nano-textured interfaces. In *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* 6197, 619701 (2006).
- [26] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter (2006).
- [27] T. S. Moss. *Optical properties of semi conductors*. Butterworth (1959).
- [28] H. Finkenrath. The Moss rule and the influence of doping on the optical dielectric constant of semiconductors. *Infrared Phys.*, 28:327 (1988).
- [29] C. Rockstuhl, S. Fahr und F. Lederer. Absorption enhancement in solar cells by localized plasmon polaritons. *J. Appl. Phys.*, 104:123102 (2008).
- [30] C. Rockstuhl, C. Etrich, C. Helgert, C. Menzel, T. Paul, S. Fahr, T. Pertsch, J. Dorfmüller, R. Esteban, W. Khunsin, R. Vogelgesang, K. Kern, A. Dmitriev, K. Bittkau, T. Beckers, R. Carius und F. Lederer. Large scale simulations in the realm of nanooptics. In *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* 7604, 76040D; doi:10.1117/12.841700 (2010).
- [31] C. Rockstuhl, S. Fahr, F. Lederer, K. Bittkau, T. Beckers und R. Carius. Local versus global absorption in thin-film solar cells with randomly textures surfaces. *Appl. Phys. Lett.*, 93(6):061105 (2008).
- [32] J. I. Pankove. *Optical Processes in Semiconductors*. Dover Publications (1975).
- [33] F. Thuselt. *Physik der Halbleiterbauelemente*. Springer (2005).
- [34] L. Novotny und B. Hecht. *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University Press (2006).
- [35] O. S. Heavens. *Optical properties of thin solid films*. Dover Publications (1965).
- [36] F. Goos und M. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion. *Ann. Phys.*, 436(6):333 (1947).
- [37] D. Axelrod, N. Thompson und T. Burghardt. Total internal reflection fluorescent microscopy. *J. Microsc.*, 129:19 (1983).
- [38] E. Wolf und M. Nieto-Vesperinas. Analyticity of the angular spectrum amplitude of scattered fields and some of its consequences. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2(6):886 (1985).

- [39] N. J. Harrick. Study of Physics and Chemistry of Surfaces from Frustrated Total Internal Reflections. *Phys. Rev. Lett.*, 4(5):224 (1960).
- [40] J. Fahrenfort. Attenuated total reflection: A new principle for the production of useful infra-red reflection spectra of organic compounds. *Spectrochimica Acta.*, 17:698 (1961).
- [41] A. Otto. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Z. Phys.*, 216:398 (1968).
- [42] E. Kretschmann. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen. *Z. Phys.*, 241:313 (1971).
- [43] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill Book Company (1968).
- [44] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag (2005).
- [45] E. Abbe. Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung. *Arch. Mikrosk. Anat.*, 9(1):413 (1873).
- [46] E. Wolf und M. Born. *Principles of Optics - 7th (expanded) edition*. Cambridge University Press (2002).
- [47] H. A. Bethe. Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.*, 66(7-8):163 (1944).
- [48] C. J. Bouwkamp. On Bethe's Theory of Diffraction by Small Holes. *Philips Res. Rep.*, 5:321 (1950).
- [49] A. Roberts. Electromagnetic theory of diffraction by a circular aperture in a thick, perfectly conducting screen. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4(10):1970 (1987).
- [50] A. Roberts. Small-hole coupling of radiation into a near-field probe. *J. Appl. Phys.*, 70(8):4045 (1991).
- [51] D. Van Labeke und D. Barchiesi. Scanning-tunneling optical microscopy: a theoretical macroscopic approach. *J. Opt. Soc. Am. A*, 9(5):732 (1992).
- [52] D. Van Labeke, D. Barchiesi und F. Baida. Optical characterization of nanosources used in scanning near-field optical microscopy. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(4):695 (1995).
- [53] L. Novotny, D. W. Pohl und P. Regli. Near-field, far-field and imaging properties of the 2D aperture SNOM. *Ultramicroscopy*, 57:180 (1995).
- [54] P. M. Conn. *Confocal microscopy*. Academic Press (1999).
- [55] A. Diaspro. *Confocal and two-photon microscopy: foundations, applications and advances*. Wiley (2002).

- [56] D. Van Labeke und D. Barchiesi. Probes for scanning tunneling optical microscopy: a theoretical comparison. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10(10):2193 (1993).
- [57] E. A. Synge. A Sugested Method for extending Microscopic Resolution into the Ultra-Microscopic Region. *Philos. Mag.*, 7(6):356 (1928).
- [58] J. A. O'Keefe. Resolving Power of Visible Light. *J. Opt. Soc. Am.*, 46(5):359 (1956).
- [59] E. A. Ash und G. Nicholls. Super-resolution aperture scanning microscope. *Nature*, 237:510 (1972).
- [60] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber und E. Weibel. Tunneling through a controllable vacuum gap. *Appl. Phys. Lett.*, 40(2):178 (1982).
- [61] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber und E. Weibel. Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 49(1):57 (1982).
- [62] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber und E. Weibel. Vacuum tunneling. *Physica B+C*, 109-110:2075 (1982).
- [63] D. W. Pohl, W. Denk und M. Lanz. Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$. *Appl. Phys. Lett.*, 44(7):651 (1984).
- [64] U. Dürig, D. W. Pohl und F. Rohrer. Near-field optical-scanning microscopy. *J. Appl. Phys.*, 59(10):3318 (1986).
- [65] A. Lewis, M. Isaacson, A. Harootunian und A. Muray. Development of a 500 Å spatial resolution light microscope. *Ultramicroscopy*, 13:227 (1984).
- [66] M. Specht, J. D. Pedarnig, W. M. Heckl und T. W. Hänsch. Scanning Plasmon Near-Field Microscope. *Phys. Rev. Lett.*, 68(4):476 (1992).
- [67] F. Zenhausern, M. P. O'Boyle und H. K. Wickramasinghe. Apertureless near-field optical microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 65(13):1623 (1994).
- [68] F. Zenhausern, Y. Martin und H. K. Wickramasinghe. Scanning Interferometric Apertureless Microscopy: Optical Imaging at 10 Angstrom Resolution. *Science*, 268(5227):1083 (1995).
- [69] R. Bachelot, P. Gleyzes und A. C. Boccara. Apertureless near field optical microscopy by local perturbation of a diffraction spot. *Ultramicroscopy*, 61:111 (1995).
- [70] R. Bachelot, P. Gleyzes und A. C. Boccara. Reflection-mode scanning near-field optical microscopy using an apertureless metallic tip. *Appl. Opt.*, 36(10):2160 (1997).

- [71] R. Laddada, P.-M. Adam, P. Royer und J.-L. Bijeon. Apertureless near-field optical microscope in reflection and transmission modes. *Opt. Eng.*, 37(7):2142 (1998).
- [72] P.-M. Adam, P. Royer, R. Laddada und J.-L. Bijeon. Apertureless near-field optical microscopy: influence of the illumination conditions on the image contrast. *Appl. Opt.*, 37(10):1814 (1998).
- [73] J. Koglin, U. C. Fischer und H. Fuchs. Material contrast in scanning near-field optical microscopy at 1-10 nm resolution. *Phys. Rev. B*, 55(12):7977 (1997).
- [74] D. Zhang, U. Heinemeyer, C. Staniciu, M. Sackrow, K. Braun, L. E. Henne-
mann, X. Wang, R. Scholz, F. Schreiber und A. J. Meixner. Nanoscale Spec-
troscopic Imaging of Organic Semiconductor Films by Plasmon-Polariton
Coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 104(5):056601 (2010).
- [75] E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder
und C.-H. Chang. Near-field magneto-optics and high density data storage.
Appl. Phys. Lett., 61(20):142 (1992).
- [76] E. Betzig und R. J. Chichester. Single molecules observed by near-field
scanning optical microscopy. *Science*, 262:1422 (1993).
- [77] H. Heinzelmann, T. Lacoste, T. Huster, H. J. Guntherodt, B. Hecht und D. W.
Pohl. Instrumental developments and recent experiments in near-field
optical microscopy. *Thin Solid Films*, 273:149 (1996).
- [78] D. A. Vanden Bout, J. Kerimo, D. A. Higgins und P. F. Barbara. Near-Field
Optical Studies of Thin-Film Mesostructured Organic Materials. *Acc. Chem.
Rev.*, 30:204 (1997).
- [79] E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson und E. Kratschmer. Near-
field Scanning Optical Microscopy (NSOM) - Development and Biophysical
Applications. *J. Biophys.*, 49:269 (1986).
- [80] R. C. Dunn. Near-field Scanning Optical Microscopy. *Chem. Rev.*, 99:2891
(1999).
- [81] J. W. A. Hsu. Near-field scanning optical microscopy studies of electronic
and photonic materials and devices. *Materials Science and Engineering*, 33:1
(2001).
- [82] K. Uhlmann. Photo-Effekt. In M. von Ardenne, G. Musiol und U. Klemradt,
Effekte der Physik und ihre Anwendungen, 210 - 214. Harri Deutsch (2005).
- [83] L. Houben. *Plasmaabscheidung von mikrokristallinem Silizium: Merkmale der
Mikrostruktur und deren Deutung im Sinne von Wachstumsvorgängen*. Disserta-
tion, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (1998).

- [84] R. Carius, F. Finger und U. Backhausen. Electronic properties of microcrystalline silicon. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, 467:283 (1997).
- [85] O. Vetterl, F. Finger, R. Carius, P. Hapke, L. Houben, O. Kluth, A. Lambertz, A. Mück, B. Rech und H. Wagner. Intrinsic microcrystalline silicon: A new material for photovoltaics. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 62(1-2):97 (2000).
- [86] O. Vetterl. *On the Physics of Microcrystalline Silicon Thin Film Solar Cells*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (2001).
- [87] O. Vetterl, A. Gross, T. Jana, S. Ray, A. Lambertz, R. Carius und F. Finger. Changes in electric and optical properties of intrinsic microcrystalline silicon upon variation of the structural composition. *J. Non-Cryst. Solids*, 772:299 (2002).
- [88] T. Brammer. *Die optoelektrischen Eigenschaften von mikrokristallinem Silizium*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (2001).
- [89] H. G. Wagemann und H. Eschrich. *Grundlagen der photovoltaischen Energie-wandlung*. Teubner (1994).
- [90] A. Madan und M. P. Shaw. *The Physics and Application of Amorphous Semi-conductors*. Academic Press (1988).
- [91] R. A. Street. *Hydrogenated Amorphous Silicon*. Cambridge University Press (1991).
- [92] K. H. Jun, R. Carius und H. Stiebig. Optical characteristics of intrinsic microcrystalline silicon. *Phys. Rev. B*, 66:115301 (2002).
- [93] J. Nelson. *The Physics of Solar Cells*. Imperial College Press (2003).
- [94] P. Würfel. *Physik der Solarzellen*. Spektrum Akademischer Verlag (1995).
- [95] T. Repmann. *Stapelsolarzellen aus amorphem und mikrokristallinem Silizium*. Berichte des Forschungszentrums Jülich; 4082 (2003).
- [96] D. L. Staebler und C. R. Wronski. Reversible conductivity changes in discharge produced amorphous SiH₂. *Appl. Phys. Lett.*, 31(4):292 (1977).
- [97] D. Fischer, S. Dubail, J. A. Anna Selvan, N. Pellaton Vaucher, R. Platz, C. Hof, U. Kroll, J. Meier, P. Torres, H. Keppner, N. Wyrsh, M. Goetz, A. Shah und K.-D. Ufert. The "micromorph" solar cell: Extending a-Si:H technology towards thin film crystalline silicon. In *Proceedings of 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 1053 (1996).
- [98] K. Yamamoto, A. Nakajima, M. Yoshimi, T. Sawada, S. Fukuda, T. Suezaki, M. Ichikawa, Y. Koi, M. Goto, T. Meguro, T. Matsuda, M. Kondo, T. Sasaki und Y. Tawada. A high efficiency thin film silicon solar cell and module. *Solar Energy*, 77(6):939 (2004).

- [99] D. Dominé, J. Bailat und J. Steinhauser. Micromorph solar cell optimization using a ZnO layer as intermediate reflector. In *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, 1-2:21465 (2006).
- [100] A. Lambertz, A. Dasgupta, W. Reetz, A. Gordijn, R. Carius und F. Finger. Microcrystalline silicon oxide as intermediate reflector for thin film silicon solar cells. In *Proceedings of 22th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, 1839 (2007).
- [101] C. Das, A. Lambertz, J. Hüpkes, W. Reetz und F. Finger. A constructive combination of antireflection and intermediate-reflector layers for a-Si/ μ c-Si thin film solar cells. *Appl. Phys. Lett.*, 92(5):053509 (2008).
- [102] D. Dominé, P. Buehlmann, J. Bailat, A. Billet, A. Feltrin und C. Ballif. Optical management in high-efficiency thin-film silicon micromorph solar cells with a silicon oxide based intermediate reflector. *phys. stat. sol. (RRL)*, 2(4):163 (2008).
- [103] T. Grundler. *Silicon Oxide as an Intermediate Reflector in Silicon Thin Film Solar Cells*. Diplomarbeit, RWTH Aachen (2009).
- [104] K. Bittkau, R. Carius, A. Bielawny und R. B. Wehrspohn. Influence of defects in opal photonic crystals on the optical transmission imaged by near-field scanning optical microscopy. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron*, 9:203 (2008).
- [105] A. Bielawny, J. Üpping, P. T. Miclea, R. B. Wehrspohn, C. Rockstuhl, F. Lederer, M. Peters, L. Steidl, R. Zentel, S. Lee, M. Knez, A. Lambertz und R. Carius. 3D photonic crystal intermediate reflector for micromorph thin-film tandem solar cell. *phys. stat. sol. (a)*, 12:2796 (2008).
- [106] A. Bielawny, J. Üpping und R. B. Wehrspohn. Spectral properties of intermediate reflectors in micromorph tandem cells. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 93:1909 (2009).
- [107] J. Müller, B. Rech, J. Springer und M. Vaněček. TCO and light trapping in silicon thin film solar cells. *Solar Energy*, 77(6):917 (2004).
- [108] A. V. Shah, M. Vaněček, J. Meier, F. Meillaud, J. Guillet, D. Fischer, C. Droz, X. Niquille, S. Faÿ, E. Vallat-Sauvain, V. Terrazzoni-Daudrix und J. Bailat. Basic efficiency limits, recent experimental results and novel light-trapping schemes in a-Si:H, μ c-Si:H and 'micromorph tandem' solar cells. *J. Non-Cryst. Solids*, 338:639 (2004).
- [109] W. Beyer, J. Hüpkes und H. Stiebig. Transparent conducting oxide films for thin film silicon photovoltaics. *Thin Solid Films*, 516:147 (2007).

- [110] O. Kluth, B. Rech, L. Houben, S. Wieder, G. Schöpe, C. Beneking, H. Wagner, A. Löffl und H. W. Schock. Texture etched ZnO:Al coated glass substrates for silicon based thin fillm solar cells. *Thin Solid Films*, 351:247 (1999).
- [111] J. Hüpkes, B. Rech, S. Calnan, O. Kluth, U. Zastrow, H. Siekmann und M. Wuttig. Material study on reactively sputtered zinc oxide for thin film silicon solar cells. *Thin Solid Films*, 502:286 (2006).
- [112] D. Redfield. Multiple-pass thin-film silicon solar cell. *Appl. Phys. Lett.*, 25(11):647 (1974).
- [113] P. Campbell und M. A. Green. Light trapping properties of pyramidally textured surfaces. *J. Appl. Phys.*, 62(1):243 (1987).
- [114] R. Brendel und H. J. Queisser. On the thickness dependence of open circuit voltages of p-n junction solar cells. *Sol. Energy Mater. Sol Cells*, 29(4):397 (1993).
- [115] J. M. Bennett und L. Mattsson. *Introduction to Surface Roughness and Scattering*. Optical Society of America (1989).
- [116] M. Pelliccione und T.-M. Lu. *Evolution of Thin Film Morphology - Modeling and Simulations*. Springer Series (2008).
- [117] M. Berginski. *Lichtstreuende Oberflächen, Schichten und Schichtsysteme zur Verbesserung der Lichteinkopplung in Silizium-Dünnschichtsolarzellen*. Dissertation, RWTH Aachen (2007).
- [118] M. Schulte. *Streuverhalten von texturierten TCO-Substraten in Silizium-Dünnschichtsolarzellen*. Dissertation, RWTH Aachen (2009).
- [119] H. R. Stuart und D. G. Hall. Thermodynamic limit to light trapping in thin planar structures. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14(11):3001 (1997).
- [120] E. Yablonovitch. Statistical ray optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 72(7):899 (1982).
- [121] E. Yablonovitch und G. D. Cody. Intensity Enhancement in Textured Optical Sheets for Solar Cells. *IEEE Trans. Electron. Devices*, 29(2):300 (1982).
- [122] T. Tiedje, E. Yablonovitch, G. D. Cody und B. G. Brooks. Limiting efficiency of silicon solar-cells. *IEEE Trans. Electron. Devices*, 31(5):711 (1984).
- [123] G. Behme, A. Richter, M. Süptitz und C. Lienau. Vacuum near-field scanning optical microscope for variable cryogenic temperatures. *Rev. Sci. Instrum.*, 68(9):3458 (1997).
- [124] G. A. Valaskovic und G. H. Morrison. A simple pneumatic pulling mechanism for the production of micropipettes. *Rev. Sci. Instrum.*, 63(8):4018 (1992).

- [125] D. Turner. US Patent 4,469,554.
- [126] G. A. Valaskovic, M. Holton und G. H. Morrison. Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes. *Appl. Opt.*, 34(7):1215 (1995).
- [127] P. Hoffmann, B. Dutoit und R.-P. Salathé. Comparison of mechanically drawn and protection layer chemically etched optical fiber tips. *Ultramicroscopy*, 61:165 (1995).
- [128] M. N. Islam, X. K. Zhao, A. A. Said, S. S. Mickel und C. F. Vail. High-efficiency and high-resolution fiber-optic probes for near field imaging and spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 71(20):2886 (1997).
- [129] E. Betzig, P. L. Finn und J. S. Weiner. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 60(20):2484 (1992).
- [130] K. Karrai und R. D. Grober. Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes. *Appl. Phys. Lett.*, 66(14):1842 (1995).
- [131] M. Lippitz, M. Schüttler, H. Giessen, M. Born und W. W. Rühle. Bandwidth enhancement of a shear-force-controlled distance regulation in near-field microscopy. *J. Appl. Phys.*, 86(1):100 (1999).
- [132] H. Brückl, F. Matthes und G. Reiss. Direct measurement of the oscillation amplitude and criteria for high-quality images in shear force microscopy. *Appl. Phys. A*, 66:345 (1998).
- [133] S. Davy, M. Spajer und D. Courjon. Influence of the water layer on the shear force damping in near-field microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 73(18):2594 (1998).
- [134] F. Matthes, H. Brückl und G. Reiss. Near-field magneto-optical microscopy in collection and illumination mode. *Ultramicroscopy*, 71:243 (1998).
- [135] A. C. Boccara, D. Fournier und J. Badoz. Thermo-optical spectroscopy: Detection by the "mirage effect". *Appl. Phys. Lett.*, 36(2):130 (1980).
- [136] W. B. Jackson, N. M. Amer, A. C. Boccara und D. Fournier. Photothermal deflection spectroscopy and detection. *Appl. Opt.*, 20(8):1333 (1981).
- [137] F. Becker, R. Carius, J.-T. Tettler, J. Klomfass, C. Walker und H. Wagner. Photothermal Deflection Spectroscopy on Amorphous Semiconductor Heterojunctions and Determination of the Interface Defect Densities. *Materials Science Forum*, 173-174:177 (1995).
- [138] N. Höhne. *PDS als Charakterisierungsmethode für Dünnschichtsolarzellen aus amorphem Silizium*. Diplomarbeit, RWTH Aachen (1997).

- [139] H. G. Tompkins und E. A. Irene. *Handbook of Ellipsometry*. Springer (2005).
- [140] H. Fujiwara. *Spectroscopic Ellipsometry - Principles and Applications*. Wiley (2007).
- [141] K. Ding. *Charakterisierung und Simulation von a-Si:H/ μ c-Si:H Tandem Solarzellen*. Diplomarbeit, RWTH Aachen (2009).
- [142] K. Winz. *Optische Charakterisierung von Schichten und Schichtsystemen zur Optimierung der Lichteinkopplung in Dünnschicht-Solarzellen aus amorphem Silizium*. Dissertation, RWTH Aachen (1996).
- [143] A. M. Ermes. *Study of optical properties of single layers and layer stacks as used in Si based thin film photovoltaics*. Diplomarbeit, RWTH Aachen (2010).
- [144] O. Kluth. *Texturierte Zinkoxidschichten für Silizium-Dünnschichtsolarzellen*. Dissertation, RWTH Aachen (2001).
- [145] S. Faÿ, L. Feitknecht, R. Schlüchter, U. Kroll, E. Vallat-Sauvain und A. Shah. Rough ZnO layers by LP-CVD process and their effect in improving performances of amorphous and microcrystalline silicon solar cells. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 90:2960 (2006).
- [146] S. Faÿ, J. Steinhäuser, N. Oliveira, E. Vallat-Sauvain und C. Ballif. Optoelectronic properties of rough LP-CVD ZnO: B for use as TCO in thin-film silicon solar cells. *Thin Solid Films*, 515:8558 (2007).
- [147] B. Chapman. *Glow Discharge Processes: Sputtering and Plasma Etching*. John Wiley & Sons (1980).
- [148] K. S. Yee. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14:302 (1966).
- [149] A. Taflove und S. C. Hagness. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House (2005).
- [150] C. Rockstuhl. Persönliche Mitteilung.
- [151] C. Rockstuhl, F. Lederer, K. Bittkau und R. Carius. Light localization at randomly textured surfaces for solar-cell applications. *Appl. Phys. Lett.*, 91(17):171104 (2007).
- [152] K. Bittkau. Persönliche Mitteilung.
- [153] J. W. Cooley und J. W. Tukey. An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. *Math. Comput.*, 19:297 (1965).

- [154] E. O. Brigham. *FFT. Schnelle Fourier-Transformation*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag (1995).
- [155] G. Boyd, T. Rasing, J. Leite und Y. Shen. Local-field enhancement on rough surfaces of metals, semimetals, and semiconductors with the use of optical second-harmonic generation. *Phys. Rev. B*, 30(2):519 (1984).
- [156] K. Bittkau, R. Carius und C. Lienau. Guided optical modes in randomly textured ZnO thin films imaged by near-field scanning optical microscopy. *Phys. Rev. B*, 035330:1 (2007).
- [157] A. J. Meixner, M. A. Bopp und G. Tarrach. Direct measurement of standing evanescent waves with a photon-scanning tunneling microscope. *Appl. Opt.*, 33:7995 (1994).
- [158] M. Schulte, S. Jorke, B. Pieters, H. Stiebig, K. Bittkau und U. Rau. Geometric optics at nanotextured TCO interfaces for solar cell application. In *Proceedings of 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition* (2009).
- [159] S. Fahr, C. Rockstuhl und F. Lederer. Engineering the randomness for enhanced absorption in solar cells. *Appl. Phys. Lett.*, 92(17):171114 (2008).
- [160] O. Isabella, J. Krč und M. Zeman. Application of photonic crystals as back reflectors in thin-film silicon solar cells. In *Proceedings of 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition* (2009).
- [161] K. Jäger und M. Zeman. A scattering model for surface-textured thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 95(17):171108 (2009).
- [162] B. Hecht, B. Sick, U. P. Wild, V. Deckert, R. Zenobi, O. J. F. Martin und D. W. Pohl. Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications. *J. Chem. Phys.*, 112(18):7761 (2000).
- [163] L. Sachs und J. Hedderich. *Angewandte Statistik*. Springer-Verlag (2006).
- [164] E. Limpert, W. A. Stahel und M. Abbt. Log-normal Distributions across the Sciences: Keys and Clues. *BioScience*, 51(5):341 (2001).
- [165] F. W. Preston. Pseudo-lognormal distributions. *Ecology*, 62:355 (1981).
- [166] M. Berginski, J. Hüpkes, M. Schulte, G. Schöpe, H. Stiebig und M. Wuttig. The effect of front ZnO:Al surface texture and optical transparency on efficient light trapping in silicon thin-film solar cells. *J. Appl. Phys.*, 101(7):074903 (2007).
- [167] J. Braunbeck. Über eine Erscheinung beim Durchgang monochromatischen, kohärenten Lichtes durch trübe Medien. *Naturwissenschaften*, 49(17):389 (1962).

- [168] J. C. Dainty. *Laser Speckle and Related Phenomena*. Springer (1984).
- [169] E. Wolf und J. T. Foley. Do evanescent waves contribute to the far field? *Opt. Lett.*, 23(1):16 (1998).
- [170] E. O. Brigham. *The Fast Fourier transform and its application*. Prentice Hall Signal Processing Series (1988).
- [171] T. Beckers, K. Bittkau, C. Rockstuhl, S. Fahr, F. Lederer und R. Carius. The optical near-field of randomly textured light trapping structures for thin-film solar cells. In *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers 7002, 70020D*; doi:10.1117/12.781121 (2008).
- [172] B. Hecht, H. Bielefeldt, Y. Inouye, D. W. Pohl und L. Novotny. Facts and artifacts in near-field optical microscopy. *J. Appl. Phys.*, 81:2492 (1997).
- [173] T. Beckers, K. Bittkau, R. Carius, S. Fahr, C. Rockstuhl und F. Lederer. Designing Randomness - the Impact of Textured Surfaces on the Efficiency of Thin-Film Solar Cells. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies* (2008).
- [174] J. Chandezon, D. Maystre und G. Raoult. A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application. *J. Optics*, 11(4):235 (1980).
- [175] J. Chandezon, M. T. Dupuis, G. Cornet und D. Maystre. Multicoated gratings: a differential formalism applicable in the entire optical region. *J. Opt. Soc. Am.*, 72(7):839 (1982).
- [176] K. Bittkau und T. Beckers. Near-field study of light scattering at rough interfaces of a-Si:H / μ c-Si:H tandem solar cells. *phys. stat. sol. (a)*, 207(3):661 (2010).
- [177] T. Beckers, K. Bittkau, R. Carius, C. Rockstuhl und F. Lederer. Nanoscale investigation of intermediate reflectors in tandem solar cells with randomly textured surfaces. In *Proceedings of 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition* (2009).
- [178] C. Rockstuhl, F. Lederer, K. Bittkau, T. Beckers und R. Carius. The impact of intermediate reflectors on light absorption in tandem solar cells with randomly textured surfaces. *Appl. Phys. Lett.*, 94(21):211101 (2009).
- [179] W. Theiss. SCOUT / CODE Hard- and Software - www.wtheiss.com.
- [180] P. Obermeyer. *Entwicklung von spektral selektiven Zwischenreflektoren für Dünnschicht-Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, RWTH Aachen (2008).

- [181] P. Obermeyer, C. Haase und H. Stiebig. Advanced light trapping management by diffractive interlayer for thin-film silicon solar cells. *Appl. Phys. Lett.*, 92(18):181102 (2008).
- [182] C. Rockstuhl, S. Fahr, T. Paul, C. Menzel, K. Bittkau, T. Beckers, R. Carius und F. Lederer. Photon Management in Thin Film Solar Cells. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference* (2009).
- [183] K. R. Catchpole und A. Polman. Plasmonic solar cells. *Opt. Express*, 16(26):21793 (2008).
- [184] E. Moulin, J. Sukmanowski, M. Schulte, A. Gordijn, F. X. Royer und H. Stiebig. Thin-film silicon solar cells with integrated silver nanoparticles. *Thin Solid Films*, 516(20):6813 (2008).
- [185] F. Hallermann, C. Rockstuhl, S. Fahr, G. Seifert, S. Wackerow, H. Graener, G. von Plessen und F. Lederer. On the use of localized plasmon polaritons in solar cells. *phys. stat. sol. (a)*, 205(12):2844 (2008).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze direkter Übergang	25
2.2	Separation im Frequenzraum	28
2.3	Vergleich Absorptionskoeffizienten	32
2.4	Aufbau einer a-Si:H- / μ c-Si:H-Tandemsolarzelle	34
3.1	Schematischer Aufbau des optischen Rasternahfeldmikroskops . .	38
3.2	Bilder zur Präparation und Einbau der Nahfeldsonde	39
3.3	Skizze und Bild zur Abstandsregelung	40
3.4	Aufbau des NSOMs für verschiedene Wellenlängen	42
3.5	Erstellung von Höhenprofilen durch lineare Interpolation	44
3.6	Vergleich von NSOM- und AFM-Topographien	48
3.7	Markierung an der Probenoberfläche	49
3.8	Präparationsschritte zur Variation der Oberflächenmorphologie . .	50
3.9	Vergleich von AFM-Topographien vor und nach erneuter ZnO:Al- Deposition	51
4.1	Prinzip der Streuung an rauen Oberflächen	55
4.2	FFT an NSOM-Messungen	56
5.1	NSOM-Messung an texturiertem ZnO	58
5.2	Periodische Strukturen am Kraterrand	59
5.3	Evaneszenter Anteil der NSOM-Messung	61
5.4	Orts- und winkelaufgelöste Streuung	62
5.5	Streuanteile im Nahfeld	64
5.6	Eigenschaften der Topographie versus Nahfeld	65
5.7	Evaneszente Felder am Kraterrand	66
5.8	Vergleich winkelaufgelöster Messungen	68
5.9	Häufigkeitsverteilungen im Nahfeld	70
5.10	Nahfeld verschiedener TCO-Typen	72
5.11	Streuanalyse verschiedener TCO-Oberflächen	73
5.12	Vergleich Fourieranalyse verschiedener Topographien	74
5.13	Übergang vom Nah- zum Fernfeld	75
5.14	Lokale Intensitäten im Nah- und Fernfeld	76
5.15	Evaneszenter Anteil in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche	77
5.16	3D-Darstellung der Intensität über der Oberfläche	79
5.17	Vergleich NSOM-Messung mit FDTD-Simulation	81
6.1	Nahfeldeffekte an rauen a-Si:H- und μ c-Si:H-Oberflächen	84

6.2	Evaneszenter Anteil am Kraterrand vor und nach a-Si:H-Deposition	85
6.3	Übergang vom Nah- ins Fernfeld	86
6.4	Propagation und Lokalisierung des Lichts im Fernfeld	87
6.5	Simulation von Lichtmoden in der a-Si:H-Schicht	88
6.6	Absorptionsverstärkung	89
6.7	Vergleich von Topographie, Transmission (Experiment) und Absorption (Simulation)	90
6.8	Krateridentifizierung und erhöhte lokale Transmission	91
6.9	Einzelne Kraterstrukturen	93
6.10	Simulationsergebnisse zur Variation der Oberflächengestalt	95
6.11	NSOM-Messungen an Oberflächen mit unterschiedlicher Ätzdauer	96
6.12	Absorption 1-R-T verschiedener Proben	97
6.13	Schematische Skizze der Proben mit Zwischenreflektor	98
6.14	NSOM-Messungen an Dünnschichtsolarzellensystemen (großflächig)	99
6.15	Vergleich Fernfeld mit/ohne Zwischenreflektor	100
6.16	T-R-A Spektren für Proben mit/ohne Zwischenreflektor	101
6.17	Absorptionsverstärkung durch einen μ c-Si:H-Abschluss	102
6.18	Ergebnisse SCOUT-Simulationen	104
6.19	Ergebnisse FDTD-Simulationen	106

*Es sind die Begegnungen mit Menschen,
die das Leben lebenswert machen.*

Henry R. A. Guy de Maupassant

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die das Gelingen dieser Arbeit ermöglicht und unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Gero von Plessen danke ich für die unkomplizierte und schnelle Bereitschaft diese Arbeit als Doktorvater zu übernehmen.

Herrn Prof. Dr. Uwe Rau danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit und für seine Bereitschaft als zweiter Berichterstatter zur Verfügung zu stehen.

Bei Herrn Dr. Reinhard Carius möchte ich mich für die gute Betreuung in seiner Arbeitsgruppe bedanken. Für die spannende Aufgabe- und Fragestellung und für die Möglichkeit an seinem wissenschaftlichen Erfahrungsschatz teilhaben zu können.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Kollegen Herrn Dr. Karsten Bittkau bedanken, der mir bei allen Fragestellungen und Schwierigkeiten geduldig zur Seite stand. Durch seine stets freundschaftliche, motivierende und engagierte Art habe ich niemals den Spaß und die Freude an meiner Arbeit verloren. Nicht zuletzt möchte ich mich bei ihm für das zeitaufwändige Gegenlesen bedanken. Seine Anregungen und Tipps haben nicht unwesentlich am Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Dem Projektpartner, dem Institut für Festkörpertheorie und -optik an der Universität Jena, namentlich Herrn Prof. Dr. Falk Lederer, Herrn Dr. Carsten Rockstuhl und Herrn Stephan Fahr, danke ich für die enge und gute Zusammenarbeit.

Bei Herrn Josef Klomfaß möchte ich mich für die technische Unterstützung, für die Hilfe bei der Überwindung vieler experimenteller Hürden und für die PDS-Messungen bedanken.

Herrn Markus Hülsbeck danke ich für die engagierte Mithilfe jede experimentelle Herausforderung zu lösen und für seine Erfahrung im alltäglichen Laborchaos das richtige optische Bauteil zu finden. Genauso möchte ich mich bei Frau Sandra Moll, Frau Christiane Menke und Herrn Oliver Thimm für die tatkräftige Unterstützung beim Lösen der alltäglichen experimentellen Wehwehchen bedanken.

Herrn Andreas Lambertz und Herrn Thomas Grundler danke ich für die Her-

stellung, bzw. Deposition der untersuchten Zellen und für den Einblick in die Geheimnisse der Solarzellenherstellung.

Der Arbeitsgruppe TCO, insbesondere Herrn Dr. Jürgen Hüpkes, Herrn Dr. Eerke Bunte, Herrn Jorj Owen, Frau Wendi Zhang und Frau Dr. Melanie Schulte danke ich für die Bereitstellung der zahlreichen TCO-Proben. Des Weiteren möchte ich mich sowohl für die vielen Diskussionen und Anregungen als auch für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Herrn Alain Doumit danke ich für Durchführung bzw. Übernahme von Transmissions- und Reflexionsmessungen und Herrn Alexander Markus Ermes für die Ellipsometriemessungen.

Bei Frau Silvia Jorke möchte ich mich für die zeitaufwendige Unterstützung bei allen AFM-Messungen bedanken.

Für das kritische Korrekturlesen und für zahlreiche Anregungen möchte ich mich bei Frau Dr. Melanie Schulte und bei Herrn Stephan Lehn bedanken.

Des Weiteren danke ich allen bisher ungenannten Kollegen und Kolleginnen für ihre Unterstützungen, für die spannenden wissenschaftlichen Diskussionen und Anregungen und für die großartige Arbeitsatmosphäre im Institut.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Freunden und bei meiner Familie bedanken. Insbesondere gilt mein Dank meinen Eltern, die mich stets in meinem Studium bestärkt und unterstützt haben.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Projektes Nanosun (PAK 88) erstellt. Der Autor dankt der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung.

Erklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Quellen angefertigt habe. Die verwendete Literatur ist angegeben und Inhalte aus fremden Quellen sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde zuvor an keiner anderen Universität eingereicht. Des Weiteren werden bestehende Schutzrechte - insbesondere Urheberschutzrechte - durch die Veröffentlichung als Dissertation der RWTH Aachen nicht verletzt.

Thomas Beckers

Aachen, 30. März 2010

1. **Einsatz von multispektralen Satellitenbilddaten in der Wasserhaushalts- und Stoffstrommodellierung – dargestellt am Beispiel des Rureinzugsgebietes**
von C. Montzka (2008), XX, 238 Seiten
ISBN: 978-3-89336-508-1
2. **Ozone Production in the Atmosphere Simulation Chamber SAPHIR**
by C. A. Richter (2008), XIV, 147 pages
ISBN: 978-3-89336-513-5
3. **Entwicklung neuer Schutz- und Kontaktierungsschichten für Hochtemperatur-Brennstoffzellen**
von T. Kiefer (2008), 138 Seiten
ISBN: 978-3-89336-514-2
4. **Optimierung der Reflektivität keramischer Wärmedämmschichten aus Yttrium-teilstabilisiertem Zirkoniumdioxid für den Einsatz auf metallischen Komponenten in Gasturbinen**
von A. Stuke (2008), X, 201 Seiten
ISBN: 978-3-89336-515-9
5. **Lichtstreuende Oberflächen, Schichten und Schichtsysteme zur Verbesserung der Lichteinkopplung in Silizium-Dünnschichtsolarzellen**
von M. Berginski (2008), XV, 171 Seiten
ISBN: 978-3-89336-516-6
6. **Politiksznarien für den Klimaschutz IV – Szenarien bis 2030**
hrsg.von P. Markewitz, F. Chr. Matthes (2008), 376 Seiten
ISBN 978-3-89336-518-0
7. **Untersuchungen zum Verschmutzungsverhalten rheinischer Braunkohlen in Kohledampferzeugern**
von A. Schlüter (2008), 164 Seiten
ISBN 978-3-89336-524-1
8. **Inorganic Microporous Membranes for Gas Separation in Fossil Fuel Power Plants**
by G. van der Donk (2008), VI, 120 pages
ISBN: 978-3-89336-525-8
9. **Sinterung von Zirkoniumdioxid-Elektrolyten im Mehrlagenverbund der oxidkeramischen Brennstoffzelle (SOFC)**
von R. Mücke (2008), VI, 165 Seiten
ISBN: 978-3-89336-529-6
10. **Safety Considerations on Liquid Hydrogen**
by K. Verfondern (2008), VIII, 167 pages
ISBN: 978-3-89336-530-2

11. **Kerosinreformierung für Luftfahrtanwendungen**
von R. C. Samsun (2008), VII, 218 Seiten
ISBN: 978-3-89336-531-9
12. **Der 4. Deutsche Wasserstoff Congress 2008 – Tagungsband**
hrsg. von D. Stolten, B. Emonts, Th. Grube (2008), 269 Seiten
ISBN: 978-3-89336-533-3
13. **Organic matter in Late Devonian sediments as an indicator for environmental changes**
by M. Kloppisch (2008), XII, 188 pages
ISBN: 978-3-89336-534-0
14. **Entschwefelung von Mitteldestillaten für die Anwendung in mobilen Brennstoffzellen-Systemen**
von J. Latz (2008), XII, 215 Seiten
ISBN: 978-3-89336-535-7
15. **RED-IMPACT**
Impact of Partitioning, Transmutation and Waste Reduction Technologies on the Final Nuclear Waste Disposal
SYNTHESIS REPORT
ed. by W. von Lensa, R. Nabbi, M. Rossbach (2008), 178 pages
ISBN 978-3-89336-538-8
16. **Ferritic Steel Interconnectors and their Interactions with Ni Base Anodes in Solid Oxide Fuel Cells (SOFC)**
by J. H. Froitzheim (2008), 169 pages
ISBN: 978-3-89336-540-1
17. **Integrated Modelling of Nutrients in Selected River Basins of Turkey**
Results of a bilateral German-Turkish Research Project
project coord. M. Karpuzcu, F. Wendland (2008), XVI, 183 pages
ISBN: 978-3-89336-541-8
18. **Isotopengeochemische Studien zur klimatischen Ausprägung der Jünger Dryas in terrestrischen Archiven Eurasiens**
von J. Parplies (2008), XI, 155 Seiten, Anh.
ISBN: 978-3-89336-542-5
19. **Untersuchungen zur Klimavariabilität auf dem Tibetischen Plateau - Ein Beitrag auf der Basis stabiler Kohlenstoff- und Sauerstoffisotope in Jahrringen von Bäumen waldgrenznaher Standorte**
von J. Griessinger (2008), XIII, 172 Seiten
ISBN: 978-3-89336-544-9

20. **Neutron-Irradiation + Helium Hardening & Embrittlement Modeling of 9%Cr-Steels in an Engineering Perspective (HELENA)**
by R. Chaouadi (2008), VIII, 139 pages
ISBN: 978-3-89336-545-6
21. **in Bearbeitung**
22. **Verbundvorhaben APAWAGS (AOEV und Wassergenerierung) – Teilprojekt: Brennstoffreformierung – Schlussbericht**
von R. Peters, R. C. Samsun, J. Pasel, Z. Porš, D. Stolten (2008), VI, 106 Seiten
ISBN: 978-3-89336-547-0
23. **FREEVAL**
Evaluation of a Fire Radiative Power Product derived from Meteosat 8/9 and Identification of Operational User Needs
Final Report
project coord. M. Schultz, M. Wooster (2008), 139 pages
ISBN: 978-3-89336-549-4
24. **Untersuchungen zum Alkaliverhalten unter Oxycoal-Bedingungen**
von C. Weber (2008), VII, 143, XII Seiten
ISBN: 978-3-89336-551-7
25. **Grundlegende Untersuchungen zur Freisetzung von Spurstoffen, Heißgaschemie, Korrosionsbeständigkeit keramischer Werkstoffe und Alkalirückhaltung in der Druckkohlenstaubfeuerung**
von M. Müller (2008), 207 Seiten
ISBN: 978-3-89336-552-4
26. **Analytik von ozoninduzierten phenolischen Sekundärmetaboliten in *Nicotiana tabacum* L. cv Bel W3 mittels LC-MS**
von I. Koch (2008), III, V, 153 Seiten
ISBN 978-3-89336-553-1
27. **IEF-3 Report 2009. Grundlagenforschung für die Anwendung**
(2009), ca. 230 Seiten
ISBN: 978-3-89336-554-8
28. **Influence of Composition and Processing in the Oxidation Behavior of MCrAlY-Coatings for TBC Applications**
by J. Toscano (2009), 168 pages
ISBN: 978-3-89336-556-2
29. **Modellgestützte Analyse signifikanter Phosphorbelastungen in hessischen Oberflächengewässern aus diffusen und punktuellen Quellen**
von B. Tetzlaff (2009), 149 Seiten
ISBN: 978-3-89336-557-9

30. **Nickelreaktivlot / Oxidkeramik – Fügungen als elektrisch isolierende Dichtungskonzepte für Hochtemperatur-Brennstoffzellen-Stacks**
von S. Zügner (2009), 136 Seiten
ISBN: 978-3-89336-558-6
31. **Langzeitbeobachtung der Dosisbelastung der Bevölkerung in radioaktiv kontaminierten Gebieten Weißrusslands – Korma-Studie**
von H. Dederichs, J. Pillath, B. Heuel-Fabianek, P. Hill, R. Lennartz (2009),
Getr. Pag.
ISBN: 978-3-89336-532-3
32. **Herstellung von Hochtemperatur-Brennstoffzellen über physikalische Gasphasenabscheidung**
von N. Jordán Escalona (2009), 148 Seiten
ISBN: 978-3-89336-532-3
33. **Real-time Digital Control of Plasma Position and Shape on the TEXTOR Tokamak**
by M. Mitri (2009), IV, 128 pages
ISBN: 978-3-89336-567-8
34. **Freisetzung und Einbindung von Alkalimetallverbindungen in kohle-befeuerten Kombikraftwerken**
von M. Müller (2009), 155 Seiten
ISBN: 978-3-89336-568-5
35. **Kosten von Brennstoffzellensystemen auf Massenbasis in Abhängigkeit von der Absatzmenge**
von J. Werhahn (2009), 242 Seiten
ISBN: 978-3-89336-569-2
36. **Einfluss von Reoxidationszyklen auf die Betriebsfestigkeit von anodengestützten Festoxid-Brennstoffzellen**
von M. Ettler (2009), 138 Seiten
ISBN: 978-3-89336-570-8
37. **Großflächige Plasmaabscheidung von mikrokristallinem Silizium für mikromorphe Dünnschichtsolarmodule**
von T. Kilper (2009), XVII, 154 Seiten
ISBN: 978-3-89336-572-2
38. **Generalized detailed balance theory of solar cells**
by T. Kirchartz (2009), IV, 198 pages
ISBN: 978-3-89336-573-9
39. **The Influence of the Dynamic Ergodic Divertor on the Radial Electric Field at the Tokamak TEXTOR**
von J. W. Coenen (2009), xii, 122, XXVI pages
ISBN: 978-3-89336-574-6

40. **Sicherheitstechnik im Wandel Nuklearer Systeme**
von K. Nünighoff (2009), viii, 215 Seiten
ISBN: 978-3-89336-578-4
41. **Pulvermetallurgie hochporöser NiTi-Legierungen für Implantat- und Dämpfungsanwendungen**
von M. Köhl (2009), XVII, 199 Seiten
ISBN: 978-3-89336-580-7
42. **Einfluss der Bondcoatzusammensetzung und Herstellungsparameter auf die Lebensdauer von Wärmedämmschichten bei zyklischer Temperaturbelastung**
von M. Subanovic (2009), 188, VI Seiten
ISBN: 978-3-89336-582-1
43. **Oxygen Permeation and Thermo-Chemical Stability of Oxygen Permeation Membrane Materials for the Oxyfuel Process**
by A. J. Ellett (2009), 176 pages
ISBN: 978-3-89336-581-4
44. **Korrosion von polykristallinem Aluminiumoxid (PCA) durch Metalljodidschmelzen sowie deren Benetzungseigenschaften**
von S. C. Fischer (2009), 148 Seiten
ISBN: 978-3-89336-584-5
45. **IEF-3 Report 2009. Basic Research for Applications**
(2009), 217 Seiten
ISBN: 978-3-89336-585-2
46. **Verbundvorhaben ELBASYS (Elektrische Basissysteme in einem CFK-Rumpf) - Teilprojekt: Brennstoffzellenabgase zur Tankinertisierung - Schlussbericht**
von R. Peters, J. Latz, J. Pasel, R. C. Samsun, D. Stolten
(2009), xi, 202 Seiten
ISBN: 978-3-89336-587-6
47. **Aging of ¹⁴C-labeled Atrazine Residues in Soil: Location, Characterization and Biological Accessibility**
by N. D. Jablonowski (2009), IX, 104 pages
ISBN: 978-3-89336-588-3
48. **Entwicklung eines energetischen Sanierungsmodells für den europäischen Wohngebäudesektor unter dem Aspekt der Erstellung von Szenarien für Energie- und CO₂-Einsparpotenziale bis 2030**
von P. Hansen (2009), XXII, 281 Seiten
ISBN: 978-3-89336-590-6

49. **Reduktion der Chromfreisetzung aus metallischen Interkonnektoren für Hochtemperaturbrennstoffzellen durch Schutzschichtsysteme**
von R. Trebbels (2009), iii, 135 Seiten
ISBN: 978-3-89336-591-3
50. **Bruchmechanische Untersuchung von Metall / Keramik-Verbundsystemen für die Anwendung in der Hochtemperaturbrennstoffzelle**
von B. Kuhn (2009), 118 Seiten
ISBN: 978-3-89336-592-0
51. **Wasserstoff-Emissionen und ihre Auswirkungen auf den arktischen Ozonverlust**
Risikoanalyse einer globalen Wasserstoffwirtschaft
von T. Feck (2009), 180 Seiten
ISBN: 978-3-89336-593-7
52. **Development of a new Online Method for Compound Specific Measurements of Organic Aerosols**
by T. Hohaus (2009), 156 pages
ISBN: 978-3-89336-596-8
53. **Entwicklung einer FPGA basierten Ansteuerungselektronik für Justageeinheiten im Michelson Interferometer**
von H. Nöldgen (2009), 121 Seiten
ISBN: 978-3-89336-599-9
54. **Observation – and model – based study of the extratropical UT/LS**
by A. Kunz (2010), xii, 120, xii pages
ISBN: 978-3-89336-603-3
55. **Herstellung polykristalliner Szintillatoren für die Positronen-Emissions-Tomographie (PET)**
von S. K. Karim (2010), VIII, 154 Seiten
ISBN: 978-3-89336-610-1
56. **Kombination eines Gebäudekondensators mit H₂-Rekombinatorelementen in Leichwasserreaktoren**
von S. Kelm (2010), vii, 119 Seiten
ISBN: 978-3-89336-611-8
57. **Plant Leaf Motion Estimation Using A 5D Affine Optical Flow Model**
by T. Schuchert (2010), X, 143 pages
ISBN: 978-3-89336-613-2
58. **Tracer-tracer relations as a tool for research on polar ozone loss**
by R. Müller (2010), 116 pages
ISBN: 978-3-89336-614-9

59. **Sorption of polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) to Yangtze River sediments and their components**
by J. Zhang (2010), X, 109 pages
ISBN: 978-3-89336-616-3
60. **Weltweite Innovationen bei der Entwicklung von CCS-Technologien und Möglichkeiten der Nutzung und des Recyclings von CO₂**
Studie im Auftrag des BMWi
von W. Kuckshinrichs et al. (2010), X, 139 Seiten
ISBN: 978-3-89336-617-0
61. **Herstellung und Charakterisierung von sauerstoffionenleitenden Dünnschichtmembranstrukturen**
von M. Betz (2010), XII, 112 Seiten
ISBN: 978-3-89336-618-7
62. **Politiksznarien für den Klimaschutz V – auf dem Weg zum Strukturwandel, Treibhausgas-Emissionsszenarien bis zum Jahr 2030**
hrsg. von P. Hansen, F. Chr. Matthes (2010), 276 Seiten
ISBN: 978-3-89336-619-4
63. **Charakterisierung Biogener Sekundärer Organischer Aerosole mit Statistischen Methoden**
von C. Spindler (2010), iv, 163 Seiten
ISBN: 978-3-89336-622-4
64. **Stabile Algorithmen für die Magnetotomographie an Brennstoffzellen**
von M. Wannert (2010), ix, 119 Seiten
ISBN: 978-3-89336-623-1
65. **Sauerstofftransport und Degradationsverhalten von Hochtemperaturmembranen für CO₂-freie Kraftwerke**
von D. Schlehuber (2010), VII, 139 Seiten
ISBN: 978-3-89336-630-9
66. **Entwicklung und Herstellung von foliengegossenen, anodengestützten Festoxidbrennstoffzellen**
von W. Schaffbauer (2010), VI, 164 Seiten
ISBN: 978-3-89336-631-6
67. **Disposal strategy of proton irradiated mercury from high power spallation sources**
by S. Chiriki (2010), xiv, 124 pages
ISBN: 978-3-89336-632-3
68. **Oxides with polyatomic anions considered as new electrolyte materials for solid oxide fuel cells (SOFCs)**
by O. H. Bin Hassan (2010), vii, 121 pages
ISBN: 978-3-89336-633-0

69. **Von der Komponente zum Stack: Entwicklung und Auslegung von HT-PEFC-Stacks der 5 kW-Klasse**
von A. Bendzulla (2010), IX, 203 Seiten
ISBN: 978-3-89336-634-7
70. **Satellitengestützte Schwerewellenmessungen in der Atmosphäre und Perspektiven einer zukünftigen ESA Mission (PREMIER)**
von S. Höfer (2010), 81 Seiten
ISBN: 978-3-89336-637-8
71. **Untersuchungen der Verhältnisse stabiler Kohlenstoffisotope in atmosphärisch relevanten VOC in Simulations- und Feldexperimenten**
von H. Spahn (2010), IV, 210 Seiten
ISBN: 978-3-89336-638-5
72. **Entwicklung und Charakterisierung eines metallischen Substrats für nanostrukturierte keramische Gastrennmembranen**
von K. Brands (2010), vii, 137 Seiten
ISBN: 978-3-89336-640-8
73. **Hybridisierung und Regelung eines mobilen Direktmethanol-Brennstoffzellen-Systems**
von J. Chr. Wilhelm (2010), 220 Seiten
ISBN: 978-3-89336-642-2
74. **Charakterisierung perowskitischer Hochtemperaturmembranen zur Sauerstoffbereitstellung für fossil gefeuerte Kraftwerksprozesse**
von S.A. Möbius (2010) III, 208 Seiten
ISBN: 978-3-89336-643-9
75. **Characterization of natural porous media by NMR and MRI techniques: High and low magnetic field studies for estimation of hydraulic properties**
by L.-R. Stingaciu (2010), 96 pages
ISBN: 978-3-89336-645-3
76. **Hydrological Characterization of a Forest Soil Using Electrical Resistivity Tomography**
by Chr. Oberdörster (2010), XXI, 151 pages
ISBN: 978-3-89336-647-7
77. **Ableitung von atomarem Sauerstoff und Wasserstoff aus Satellitendaten und deren Abhängigkeit vom solaren Zyklus**
von C. Lehmann (2010), 127 Seiten
ISBN: 978-3-89336-649-1

78. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Speeches and Plenary Talks
ed. by D. Stolten, B. Emonts (2010)
ISBN: 978-3-89336-658-3
- 78-1. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 1:
Fuel Cell Basics / Fuel Infrastructures
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 460 pages
ISBN: 978-3-89336-651-4
- 78-2. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 2:
Hydrogen Production Technologies – Part 1
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 400 pages
ISBN: 978-3-89336-652-1
- 78-3. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 3:
Hydrogen Production Technologies – Part 2
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 640 pages
ISBN: 978-3-89336-653-8
- 78-4. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 4:
Storage Systems / Policy Perspectives, Initiatives and Cooperations
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 500 pages
ISBN: 978-3-89336-654-5
- 78-5. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 5:
Strategic Analysis / Safety Issues / Existing and Emerging Markets
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 530 pages
ISBN: 978-3-89336-655-2
- 78-6. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 6:
Stationary Applications / Transportation Applications
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 330 pages
ISBN: 978-3-89336-656-9

78 Set (complete book series)

**18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010
Proceedings**

ed. by D. Stolten, T. Grube, B. Emonts (2010)
ISBN: 978-3-89336-657-6

79. **Ultrafast voltex core dynamics investigated by finite-element micromagnetic simulations**
by S. Gliga (2010), vi, 144 pages
ISBN: 978-3-89336-660-6
80. **Herstellung und Charakterisierung von keramik- und metallgestützten Membranschichten für die CO₂-Abtrennung in fossilen Kraftwerken**
von F. Hauler (2010), XVIII, 178 Seiten
ISBN: 978-3-89336-662-0
81. **Experiments and numerical studies on transport of sulfadiazine in soil columns**
by M. Unold (2010), xvi, 115 pages
ISBN: 978-3-89336-663-7
82. **Prompt-Gamma-Neutronen-Aktivierungs-Analyse zur zerstörungsfreien Charakterisierung radioaktiver Abfälle**
von J.P.H. Kettler (2010), iv, 205 Seiten
ISBN: 978-3-89336-665-1
83. **Transportparameter dünner geträgerter Kathodenschichten der oxidkeramischen Brennstoffzelle**
von C. Wedershoven (2010), vi, 137 Seiten
ISBN: 978-3-89336-666-8
84. **Charakterisierung der Quellverteilung von Feinstaub und Stickoxiden in ländlichem und städtischem Gebiet**
von S. Urban (2010), vi, 211 Seiten
ISBN: 978-3-89336-669-9
85. **Optics of Nanostructured Thin-Film Silicon Solar Cells**
by C. Haase (2010), 150 pages
ISBN: 978-3-89336-671-2
86. **Entwicklung einer Isolationsschicht für einen Leichtbau-SOFC-Stack**
von R. Berhane (2010), X, 162 Seiten
ISBN: 978-3-89336-672-9
87. **Hydrogen recycling and transport in the helical divertor of TEXTOR**
by M. Clever (2010), x, 172 pages
ISBN: 978-3-89336-673-6

88. **Räumlich differenzierte Quantifizierung der N- und P-Einträge in Grundwasser und Oberflächengewässer in Nordrhein-Westfalen unter besonderer Berücksichtigung diffuser landwirtschaftlicher Quellen**
von F. Wendland et. al. (2010), xii, 216 Seiten
ISBN: 978-3-89336-674-3
89. **Oxidationskinetik innovativer Kohlenstoffmaterialien hinsichtlich schwerer Luftfeinbruchstörfälle in HTR's und Graphitentsorgung oder Aufarbeitung**
von B. Schlögl (2010), ix, 117 Seiten
ISBN: 978-3-89336-676-7
90. **Chemische Heißgasreinigung bei Biomassenvergasungsprozessen**
von M. Stemmler (2010), xv, 196 Seiten
ISBN: 978-3-89336-678-1
91. **Untersuchung und Optimierung der Serienverschaltung von Silizium-Dünnschicht-Solarmodulen**
von S. Haas (2010), ii, 202 Seiten
ISBN: 978-3-89336-680-4
92. **Non-invasive monitoring of water and solute fluxes in a cropped soil**
by S. Garré (2010), xxiv, 133 pages
ISBN: 978-3-89336-681-1
93. **Improved hydrogen sorption kinetics in wet ball milled Mg hydrides**
by L. Meng (2011), II, 119 pages
ISBN: 978-3-89336-687-3
94. **Materials for Advanced Power Engineering 2010**
ed. by J. Lecomte-Beckers, Q. Contrepois, T. Beck and B. Kuhn
(2010), 1327 pages
ISBN: 978-3-89336-685-9
95. **2D cross-hole MMR – Survey design and sensitivity analysis for cross-hole applications of the magnetometric resistivity**
by D. Fielitz (2011), xvi, 123 pages
ISBN: 978-3-89336-689-7
96. **Untersuchungen zur Oberflächenspannung von Kohleschlacken unter Vergasungsbedingungen**
von T. Melchior (2011), xvii, 270 Seiten
ISBN: 978-3-89336-690-3
97. **Secondary Organic Aerosols: Chemical Aging, Hygroscopicity, and Cloud Droplet Activation**
by A. Buchholz (2011), xiv, 134 pages
ISBN: 978-3-89336-691-0

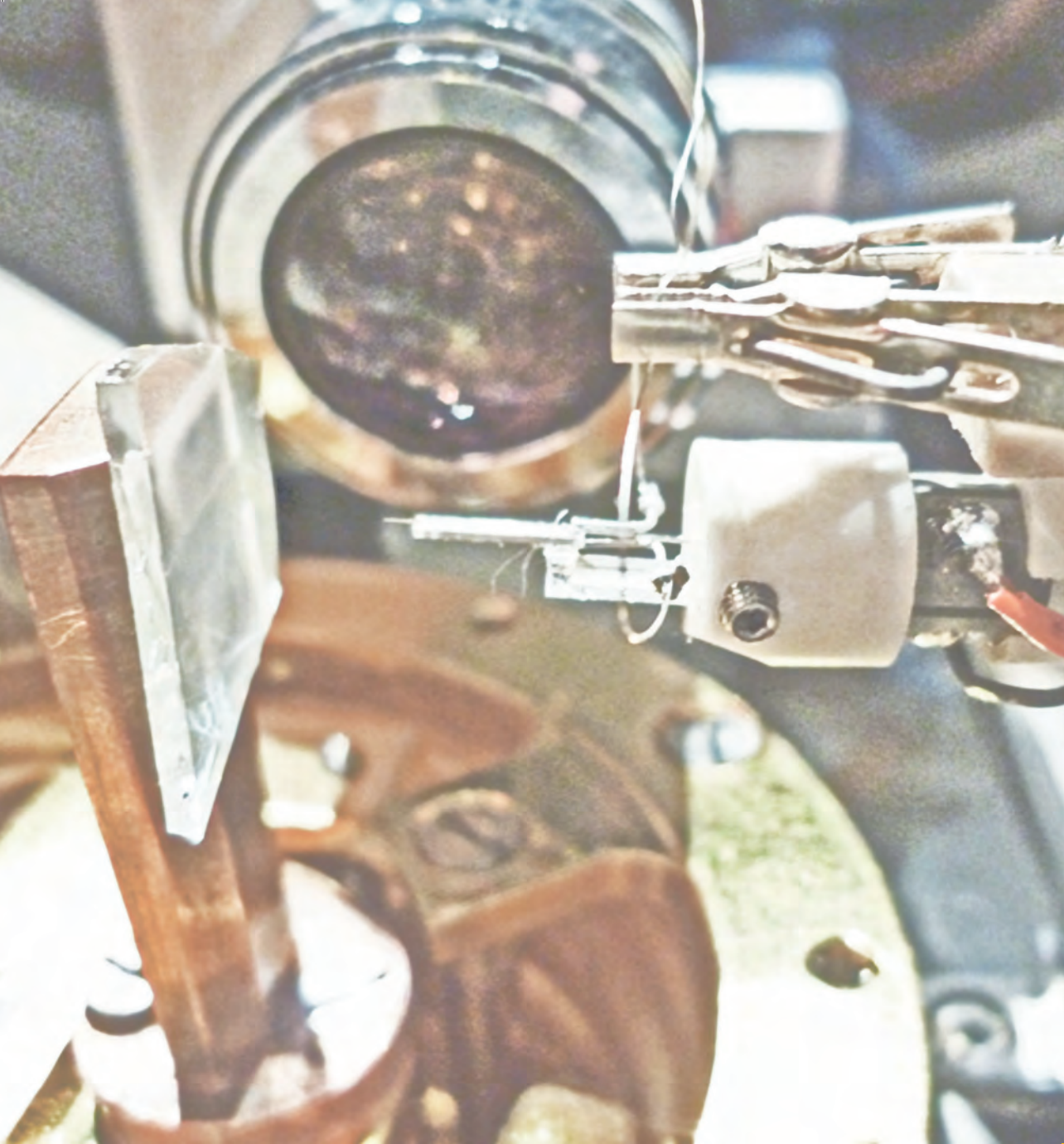
98. **Chrom-bezogene Degradation von Festoxid-Brennstoffzellen**
von A. Neumann (2011), xvi, 218 Seiten
ISBN: 978-3-89336-692-7

99. **Amorphous and microcrystalline silicon applied in very thin tandem solar cells**
by S. Schicho (2011), XII, 190 pages
ISBN: 978-3-89336-693-4

100. **Sol-gel and nano-suspension electrolyte layers for high performance solid oxide fuel cells**
by F. Han (2011), iv, 131 pages
ISBN: 978-3-89336-694-1

101. **Impact of different vertical transport representations on simulating processes in the tropical tropopause layer (TTL)**
by F. Plöger (2011), vi, 104 pages
ISBN: 978-3-89336-695-8

102. **Untersuchung optischer Nanostrukturen für die Photovoltaik mit Nahfeldmikroskopie**
von T. Beckers (2011), xiii, 128 Seiten
ISBN: 978-3-89336-696-5



Energie & Umwelt / Energy & Environment
Band / Volume 102
ISBN 978-3-89336-696-5